



Recherche de leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur D0 au TeVatron

Alexandre Zabi

► To cite this version:

Alexandre Zabi. Recherche de leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur D0 au TeVatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT: . tel-00008783

HAL Id: tel-00008783

<https://theses.hal.science/tel-00008783>

Submitted on 15 Mar 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
DOCTEUR ES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII
Spécialité : Champs, Particules, Matières

Présentée
le 28 Octobre 2004
par

Alexandre Zabi

*Recherche de Leptoquarks dans la topologie à jets et énergie
transverse manquante avec le détecteur $DØ$ au TeVatron.*

Devant la Commission d'examen composée de :

M. B.	D'ALMAGNE	Président
M. A.	DJOUADI	Examineur
M. J.-F.	GRIVAZ	Directeur de thèse
M. U.	HEINTZ	Rapporteur
M. F.	LE DIBERDER	Examineur
M. G.	SAJOT	Rapporteur

UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
DOCTEUR ES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII
Spécialité : Champs, Particules, Matières

Présentée
le 28 Octobre 2004
par

Alexandre Zabi

*Recherche de Leptoquarks dans la topologie à jets et énergie
transverse manquante avec le détecteur $DØ$ au TeVatron.*

Devant la Commission d'examen composée de :

M. B.	D'ALMAGNE	Président
M. A.	DJOUADI	Examineur
M. J.-F.	GRIVAZ	Directeur de thèse
M. U.	HEINTZ	Rapporteur
M. F.	LE DIBERDER	Examineur
M. G.	SAJOT	Rapporteur

A mes parents et mes sœurs.

Table des matières

Introduction	1
1 Cadre théorique	3
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	3
1.1.1 L'interaction électrofaible	3
1.1.2 L'interaction forte	7
1.1.3 Quelques observations	8
1.1.4 Les limitations du Modèle Standard	9
1.2 La physique des leptosquarks	10
1.2.1 Les théories grand-unifiées	11
1.2.2 La supersymétrie	15
1.2.3 La Technicouleur et les modèles composites	16
1.2.4 Les supercordes	17
1.2.5 Un modèle effectif pour les leptosquarks	18
1.3 La phénoménologie des leptosquarks	22
1.3.1 Le couplage de base et les rapports d'embranchement	22
1.3.2 Production de leptosquarks au TeVatron	23
1.3.3 Résultats des recherches récentes	31
1.4 Conclusion	37
2 Accélérateur et Détecteur	39
2.1 La chaîne d'accélération	39
2.1.1 Les collisionneurs proton-antiproton	41
2.1.2 Le complexe d'accélérateurs	42
2.2 Le détecteur DØ	47
2.2.1 Les éléments de détection	49
2.2.2 Le déclenchement et l'acquisition	67
2.2.3 Détermination de la luminosité	70
2.2.4 La simulation	72
2.2.5 La reconstruction des événements	73
3 Le déclenchement sur les particules à longue durée de vie	85
3.1 Introduction	85
3.2 Motivations	85
3.2.1 Le quark top	86

3.2.2	La production $Z \rightarrow b\bar{b}$	86
3.2.3	Le Higgs, la supersymétrie et la physique du b	87
3.3	Le déclenchement sur les traces à grand paramètre d'impact	87
3.3.1	Principe de fonctionnement	88
3.3.2	Description du système	89
3.3.3	Position du faisceau	93
3.4	La carte STC	93
3.4.1	Les données du SMT	98
3.4.2	La réception des données	100
3.4.3	L'algorithme de reconstruction des impacts	101
3.4.4	Le filtrage des impacts	103
3.4.5	L'envoi des impacts et surveillance	104
3.4.6	La logique dans un composant FPGA	105
3.5	Les performances	112
3.5.1	Temps de traitement des données	112
3.5.2	Résolutions attendues	113
3.5.3	Alignement et stabilité du faisceau	114
3.5.4	Performances de déclenchement	116
3.6	Conclusion	118
4	Une méthode de déclenchement sur la topologie à jets et énergie transverse manquante	121
4.1	Introduction	121
4.1.1	Motivations	121
4.1.2	Conception d'une méthode de déclenchement	122
4.2	Méthode de déclenchement	123
4.2.1	Le Signal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$	124
4.2.2	Schéma de déclenchement	127
4.3	Détermination de l'efficacité de déclenchement	141
4.3.1	Le déclenchement MHT30_3CJT5	142
4.3.2	Principe du calcul de l'efficacité	142
4.3.3	Simulation du déclenchement	143
4.3.4	Calcul de l'efficacité	156
4.4	Comparaison avec la simulation du déclenchement Trigsim	168
4.4.1	Comparaison au Niveau 3	169
4.4.2	Comparaison aux Niveaux 1 et 2	170
4.4.3	Interprétations	170
4.5	Conclusion	171
5	Recherche de leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante	173
5.1	Introduction	173
5.2	Le traitement préalable des données	174
5.2.1	Traitement de la \cancel{E}_T et des jets	175

5.2.2	Procédure de présélection	175
5.2.3	Problèmes et bruit dans le calorimètre	179
5.2.4	Les mauvais jets	180
5.2.5	Distributions après nettoyage	180
5.2.6	La position du vertex et confirmation des jets	181
5.2.7	Résumé	186
5.3	Le signal	186
5.3.1	La production	187
5.3.2	Les propriétés du signal	188
5.4	Les bruits de fond	188
5.4.1	Bruit de fond QCD	188
5.4.2	Bruits de fond physiques	190
5.5	Analyse des données	193
5.5.1	Stratégie	193
5.5.2	Sélection des événements	194
5.5.3	Contributions des bruits de fond	197
5.5.4	Efficacité sur le signal	199
5.5.5	Veto sur les traces isolées	200
5.5.6	Optimisation	202
5.6	Résultats	203
5.6.1	Données, bruits de fond et signal	203
5.6.2	Erreurs systématiques	206
5.6.3	Résultat de l'analyse	209
5.7	Conclusion	210
5.8	Représentation graphique	210

Introduction

L'étude du monde de l'infiniment petit tente de répondre à une question fondamentale : « de quoi la matière est-elle faite ? ». Notre connaissance de ce monde connaît une accélération remarquable depuis ces dernières décennies. Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie qui regroupe nos connaissances à ce jour sur ce sujet. Il introduit les composants élémentaires de la matière ainsi que les interactions forte et électrofaible qui les régissent.

Le Modèle Standard a connu un grand succès avec la découverte des bosons médiateurs de la force électrofaible Z et W en 1983. Les découvertes du quark top en 1995 et du neutrino τ en 1996 viennent compléter la famille des particules élémentaires du Modèle Standard. Par la suite, les observations expérimentales ne sont pas parvenues à mettre ce modèle en défaut, mais plutôt à le confirmer sous tous les aspects. Le Modèle Standard repose sur un concept connu depuis longtemps : le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme, appliqué à la physique des particules, permet de générer de la masse aux particules élémentaires et prédit l'existence d'une particule scalaire, appelée boson de Higgs, encore inobservée aujourd'hui.

A ce jour, les expériences tentent activement de découvrir cette pièce manquante. Bien que le Higgs soit encore absent des observations, il peut être d'ores et déjà établi que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules : la gravité n'y est pas décrite et la structure même du modèle comme le nombre de particules et leur organisation par exemple restent inexpliqués. Depuis quelques années, des modifications sont apportées au modèle dans la perspective de donner une explication plausible à ses fondements. Certaines approches le considèrent comme la première brique d'une théorie plus fondamentale. Les observations permettront de trancher sur cet ensemble de possibilités mais cela requiert des appareils permettant de mettre en évidence des processus rares qui nécessitent à la fois une très haute énergie et haute luminosité.

L'organisation des particules élémentaires du Modèle Standard fait apparaître des symétries qui ne trouvent pas d'explication dans le modèle lui-même. Cette observation permet de spéculer sur le rapprochement de ces particules de matière. C'est notamment le cas dans les théories de grande unification qui tentent d'établir un modèle à plus haute énergie dont le Modèle Standard serait une manifestation à plus basse énergie. Le rapprochement entre leptons et quarks peut trouver une explication dans ce cadre précis. Une interaction envisageable entre les quarks et les leptons serait réalisée par l'intermédiaire des leptoquarks. Les leptoquarks apparaissent dans de nombreux modèles cherchant à aller au-delà du Modèle Standard. Étant donné le peu de connaissance sur sa réelle nature, un modèle effectif est souvent utilisé comme base de recherche. Les

leptoquarks ont été recherchés auprès des collisionneurs LEP, HERA et au TeVatron. En 1997 les expériences H1 et ZEUS au laboratoire DESY, ont mis en évidence un excès visible dans des distributions qui fut interprété comme un possible signal de leptoquarks. Il s'est avéré que cette observation n'était due qu'à une fluctuation statistique mais elle a engendré une relance de la recherche phénoménologique dans ce domaine. Les conséquences de l'introduction des leptoquarks dans le paysage de la physique des particules seront discutées dans le premier chapitre de ce manuscrit. Les contraintes établies à partir des observations et les résultats de recherches récentes seront aussi abordés.

L'expérience DØ met en jeu un détecteur de particules permettant d'étudier les collisions proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV délivrées par l'accélérateur TeVatron. Le second chapitre abordera la description de l'accélérateur de particules ainsi que du détecteur DØ et de ses performances.

Le système d'acquisition des données de DØ repose sur un système de déclenchement complexe qui se compose de trois niveaux. Sa fonction principale est de permettre de sélectionner les événements présentant un potentiel de physique intéressant. De nombreux canaux de physique font intervenir la désintégration de particules à longue durée de vie comme le Higgs se désintégrant en une paire de quarks bottom par exemple. La présence d'une telle particule dans l'état final est une caractéristique exploitable au niveau du déclenchement. Le troisième chapitre sera consacré à la concrétisation d'un système de déclenchement de ce type pour l'expérience DØ. L'information du détecteur nécessaire à la sélection de ces particules ainsi que l'aspect technique lié à la création et la réalisation de l'électronique d'un tel système y seront décrits. Ce chapitre se terminera par les performances attendues de ce système quant à la sélection efficace de ce type d'événements.

Le système de déclenchement met à disposition un nombre important de possibilités de sélection d'états finals. Le développement d'une méthode de déclenchement consiste à définir un choix de critères de sélection ayant une efficacité maximale pour le signal recherché et un taux de déclenchement raisonnable par rapport à la bande passante totale du système. La conception d'une méthode de déclenchement, dont le but est de sélectionner les états finals présentant une topologie à jets et énergie transverse manquante, fera l'objet du quatrième chapitre. La mesure précise de son efficacité de sélection, pour un signal de physique donné, sera effectuée par un programme de simulation de la réponse du système de déclenchement. La description de la procédure de paramétrisation de cette simulation sur des données réelles ainsi que ses performances y seront aussi développées.

Les données collectées par cette méthode de déclenchement seront utilisées pour la recherche de leptoquarks dans le canal à jets et énergie transverse manquante. La stratégie employée pour cette analyse de données sera guidée par la nécessité d'une détermination précise de l'énergie transverse manquante de l'événement. Le chapitre cinq sera dédié à la description de chaque étape de l'analyse des données cherchant à mettre en évidence un signal de leptoquarks. Un volume de données représentant une luminosité de 85 pb^{-1} sera examiné. Les techniques de réduction de bruits de fond et d'optimisation seront présentées avant d'exposer le résultat final de cette analyse qui viendra conclure ce travail de thèse.

Chapitre 1

Cadre théorique

Ce chapitre introduit le cadre théorique de la physique des particules avant d'aborder la physique des leptiquarks. Le Modèle Standard sera présenté en premier lieu. Les limitations de ce modèle sont les points de départ à la création de nombreuses extensions ou bien de nouveaux modèles. Les leptiquarks sont des particules qui peuvent apparaître dans ces nouvelles théories. Ce chapitre traitera aussi de l'aspect phénoménologique et présentera un résumé des résultats de recherches récentes.

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard [1] est une théorie qui apporte une description possible de la matière à l'échelle la plus petite. Elle introduit la notion de particules élémentaires et décrit les interactions qui les gouvernent. Les particules sont rangées en 2 catégories : les fermions, qui sont des particules de spin $1/2$ et les bosons, ayant un spin 1 . Les leptons et les quarks sont des fermions, ils sont considérés comme les particules de matière. Les interactions entre particules sont de différentes natures : électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle. La dernière n'est pas incorporée dans le Modèle Standard¹. Le principe de symétrie de jauge constitue la base de la description théorique de l'interaction. Les groupes de jauge $SU(3)_c$ et $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ sont associés aux interactions forte et électrofaible respectivement où c indique la couleur, I l'isospin faible et Y l'hypercharge. Les bosons de jauge apparaissent comme les médiateurs des forces et sont donc des particules dites d'interaction. Le groupe de jauge du Modèle Standard est alors $G_{SM} = SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Ce modèle repose sur le mécanisme de Higgs permettant aux particules de la théorie d'acquérir des masses. Le boson de Higgs découlant de l'introduction d'un tel mécanisme reste encore inobservé.

1.1.1 L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible est l'association des interactions électromagnétique et faible. Cette association consiste en la formulation d'un groupe de jauge unique dé-

¹On s'attend à ce que l'interaction gravitationnelle soit négligeable à l'échelle électrofaible $M_{EW} = \mathcal{O}(100 \text{ GeV}/c^2)$.

crivant la nature de ces 2 forces, c'est le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ². Les interactions faible et électromagnétique correspondent en fait à la manifestation d'une force unique à plus basse énergie. Le mécanisme de Higgs est responsable de la brisure de la symétrie électrofaible.

L'invariance de jauge

L'interaction électromagnétique est décrite par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED), basée sur le principe d'invariance de jauge locale du groupe $U(1)$. La dynamique des particules de spin 1/2 est décrite par un lagrangien de Dirac. Dans le cas d'une particule libre, c'est à dire qui ne subit l'effet d'aucun champ de force, celui-ci ne contient qu'un terme cinétique. La formulation d'un lagrangien invariant par cette transformation de jauge introduit l'existence d'un champ A_μ qui est identifié comme étant le photon. La dérivée ∂_μ du terme cinétique du lagrangien de Dirac : $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$, est remplacée par la dérivée covariante : $D_\mu \equiv \partial_\mu + iQA_\mu$, Q étant la charge de la particule. La conservation de la symétrie de jauge ne persiste que si le terme de masse associé au champ de jauge A_μ est nul. La raison est que ce terme de masse, de la forme $\frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu$, n'est pas invariant. Dans le cas de la QED, ce n'est pas un problème car le photon a une masse nulle ($m_A = 0$) et ce terme disparaît.

De la même manière, l'interaction électrofaible, basée sur l'invariance de jauge du groupe $SU(2) \otimes U(1)$, introduit la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{Y}{2}B_\mu - ig'\frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i \quad \text{avec} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.1)$$

où

- Y est l'hypercharge (générateur $U(1)$).
- σ_i sont les matrices de Pauli (générateurs de $SU(2)$).
- B_μ et W_μ^i sont les champs de jauge.
- g et g' sont les constantes de couplage.

Les termes de masse associés aux bosons de jauge ne sont pas invariants ce qui implique que ces masses doivent être nulles. Or, les observations expérimentales donnent des masses de l'ordre de $\mathcal{O}(100 \text{ GeV}/c^2)$ pour les bosons W^\pm et Z . La symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ doit donc être brisée.

La brisure de la symétrie électrofaible

Le mécanisme de Higgs est l'application de la brisure spontanée de la symétrie dans le cas de l'invariance locale de jauge. Le caractère spontané signifie que le non respect de la symétrie n'est pas du à l'introduction d'un terme dans le lagrangien. Les solutions du lagrangien, comme l'état fondamental par exemple, ne sont pas invariantes sous la symétrie de jauge.

Dans le cas de la symétrie électrofaible, un doublet de champs scalaires de Higgs est introduit. Ce doublet se transforme sous la symétrie de jauge $SU(2)_L$ et a une

²L'indice I est communément remplacé par L (left) dont la signification sera donnée par la suite.

hypercharge $Y_H = 1$. Les termes cinétique (\mathcal{L}_ϕ) et potentiel (\mathcal{L}_V) sont ajoutés dans le lagrangien total :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\phi &= |D_\mu \phi|^2 \\ \mathcal{L}_V &= -V(\phi) \quad \text{avec} \quad V(\phi) = \frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2\end{aligned}\tag{1.2}$$

Ils sont invariants sous la transformation de jauge $SU(2)$. Les constantes μ et λ ne sont pas connues mais leurs signes déterminent la forme du potentiel $V(\phi)$. Dans le cas où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, la forme du potentiel est montrée sur la figure 1.1.

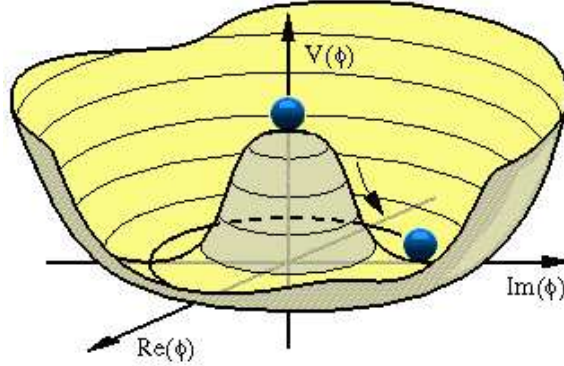


FIG. 1.1 – Le potentiel de Higgs.

On constate que ce potentiel a un extremum instable $|\phi|^2 = 0$ et une infinité de minimums stables $|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. L'état fondamental $\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ est une solution possible et est choisi comme point de départ. La variable v est la valeur moyenne dans le vide du champ ϕ et vient de la relation $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$. Un développement autour de cet état fondamental s'exprime de la façon suivante :

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}\tag{1.3}$$

où $h(x)$ est le champ de Higgs. $\phi(x)$ est alors injectée dans le lagrangien $\mathcal{L} = \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_V$ et la dérivée covariante D_μ est remplacée par son expression (1.1). Des termes de masse apparaissent dans le lagrangien ainsi que des bosons sans masse appelés bosons de Goldstone. Ces derniers sont absorbés par les bosons W_μ^i après un changement de jauge. Le champ restant est alors associé au boson de Higgs. Les bosons chargés W_μ^\pm acquièrent des masses égales à $\frac{gv}{2}$ où $W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$. Dans le cas des bosons neutres (W_μ^3, B_μ) , on obtient la matrice 2×2 suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{g^2}{2} & -gg' \\ -gg' & \frac{g'^2}{2} \end{pmatrix}\tag{1.4}$$

La diagonalisation de celle-ci permet d'écrire la paramétrisation des champs Z_μ (boson Z) et A_μ (le photon) ainsi que l'expression de leur masse :

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & m_Z &= \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \\ A_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & m_A &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Les champs A_μ et Z_μ sont souvent exprimés en fonction de l'angle de mélange électrofaible θ_w à partir de la relation $\cos^2(\theta_w) = \frac{m_W^2}{m_Z^2}$.

Les masses des fermions et les couplages

La brisure spontanée de la symétrie électrofaible par le champ de Higgs donne aux bosons de jauge des masses. L'avantage de ce champ est qu'il donne aussi des masses aux quarks et aux leptons et permet d'éviter l'ajout directement à la main de termes du type $-m\psi\bar{\psi}$ dans le lagrangien, qui ne sont pas invariants de jauge. La brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ donne la symétrie $U(1)_{em}$ de laquelle découle la conservation de la charge avec $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, T_3 étant la troisième composante de l'isospin.

Dans le cadre de $SU(2)_L$, les champs de fermions (spineurs) sont décrits par des doublets ou des singlets d'isospin T . Un doublet a donc un isospin $\frac{1}{2}$ dont chaque composante correspond à la projection de T donnant $T_3 = \pm\frac{1}{2}$. Du point de vue de la symétrie $SU(2)$, l'électron gauche et le neutrino gauche sont associés en un seul objet, le doublet d'isospin gauche (L pour left). Les doublets du secteur des leptons sont les suivants :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (1.6)$$

La notion droite (R) et gauche (L) correspond à la chiralité de la particule. Celle-ci est égale à la valeur propre de l'opérateur γ^5 . Il n'y a pas de distinction entre la chiralité et l'hélicité³ dans le cas des particules sans masse. Les fermions droits sont des singlets d'isospin faible.

Le secteur des quarks montre une caractéristique particulière : les états propres de l'interaction faible (d', s', b') se mélangent pour donner les états propres de masses (d, s, b). Le passage des uns aux autres s'effectue par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} . Les doublets d'isospin du secteur des quarks sont :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (1.7)$$

Les fermions acquièrent leur masse à travers leur couplage de Yukawa avec le champ de Higgs. Ainsi, pour l'électron le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L(v+h)e_R + \bar{e}_R(v+h)e_L) \quad (1.8)$$

où

³L'hélicité est la projection du spin suivant la direction de la particule indiquée par son impulsion.

- e_L et e_R sont les champs gauche et droit de l'électron.
- $G_e v / \sqrt{2}$ est la masse m_e de l'électron. Le couplage de l'électron au champ de Higgs est égal à m_e / v .

Les fermions se couplent aussi aux bosons de jauge. Ces couplages apparaissent dans l'expression du lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{F}} = - \sum_f [\bar{f}_L \gamma^\mu D_\mu f_L + \bar{f}_R \gamma^\mu D_\mu f_R] \quad (1.9)$$

1.1.2 L'interaction forte

L'interaction forte est responsable de la liaison des constituants des hadrons (le proton ou le neutron par exemple). Elle a pour groupe de jauge le groupe $SU(3)_c$. De façon similaire au cas de la force électromagnétique décrit par $U(1)$, l'invariance de jauge se traduit par l'apparition de bosons de jauge qui sont les médiateurs de l'interaction. Ces médiateurs sont aux nombres de 8 et sont appelés les gluons. Comme pour le photon, le problème des termes de masses ne se pose pas car les gluons ont aussi une masse nulle. Le groupe de jauge $SU(3)$ a 8 générateurs qui peuvent être représentés par les 8 matrices (3x3) de Gell-Mann. Le nombre quantique découlant de cette théorie est la charge de couleur d'où le nom « QCD » pour chromodynamique quantique.

Les quarks peuvent avoir trois couleurs différentes. Ils sont donc représentés par des triplets :

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} r = \text{red(rouge)} \\ b = \text{blue(bleu)} \\ g = \text{green(vert)} \end{array} \quad (1.10)$$

Les interactions entre les quarks s'effectuent par l'intermédiaire des gluons. Les leptons ne sont pas sensibles à l'interaction forte et n'ont donc pas de couleur.

On n'observe dans la nature que des états liés de quarks dits singlet de couleur c'est à dire sans couleur (ou blanc : qqq ou bien $q\bar{q}$) que l'on appelle les hadrons. Les hadrons ne peuvent pas échanger des gluons entre eux car ces derniers ne sont pas blancs, ce qui explique que, bien que le gluon soit sans masse, l'interaction forte a une portée finie confinée dans les hadrons⁴. Si l'énergie est suffisante pour briser le proton par exemple et faire apparaître son contenu en quarks, l'énergie de la réaction est utilisée pour produire des hadrons neutres à partir du vide. Ce qui signifie que les quarks et gluons ne peuvent pas être observés à l'état libre. Une fois extrait du proton, le quark « s'habille » pour donner naissance à de nombreux hadrons, c'est le processus d'hadronisation donnant naissance à un jet de particules.

La constante de couplage de l'interaction forte, que l'on note α_s , peut être évaluée en fonction de l'énergie mise en jeu dans l'interaction. On constate que α_s diminue au fur et à mesure que l'échelle en question augmente. A courte distance, l'interaction se fait donc moins sentir et les partons⁵ sont libres, c'est la « liberté asymptotique ». La

⁴Dans la théorie QED, le photon est sans masse ce qui a pour conséquence que l'interaction électromagnétique a une portée infinie.

⁵les partons sont les constituants des protons (quarks et gluons).

faiblesse de la constante de couplage permet un calcul des processus à haute énergie de manière perturbative en utilisant les règles de Feynman.

A basse énergie, α_s augmente et permet d'expliquer la non observation de partons à l'état libre.

1.1.3 Quelques observations

Les particules élémentaires du Modèle Standard sont donc des fermions et des bosons :

	Les Fermions			Les Bosons
	e^-	μ^-	τ^-	γ
	ν_e	ν_μ	ν_τ	W^\pm
	u	c	t	Z
	d	s	b	g
Génération	I	II	III	
Le boson de Higgs				H^0

TAB. 1.1 – Les particules élémentaires du Modèle Standard : Les trois générations de fermions, les bosons médiateurs des interactions électrofaible et forte et le boson de Higgs.

Les bosons Z et W furent découverts au CERN et leurs masses ont été mesurées avec précision par les expériences du LEP (également par les expériences du TeVatron pour le boson W) : $M_W = 80,412 \pm 0,042 \text{ GeV}/c^2$ et $M_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$ [2]. Le quark top (t) fut découvert au TeVatron [32]. Une mesure récente de sa masse est de $178,0 \text{ GeV}/c^2$ [3]. Seul le boson de Higgs n'a pas encore été mis en évidence. Les nombreuses mesures de précision permettent néanmoins de contraindre la masse de celui-ci. La figure 1.2 montre les contraintes imposées sur la masse du Higgs par les mesures précises de la masse du boson W et du quark top⁶ ainsi que la masse préférée issue d'un fit global sur l'ensemble des mesures de précision.

A partir de la figure 1.2, la masse du Higgs (m_H) est inférieure à $260 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance et les recherches directes du LEP donnent une limite inférieure à $114,4 \text{ GeV}/c^2$ [4]. Les observations semblent indiquer une faible masse du Higgs.

L'ensemble des mesures de précision à partir de données expérimentales rassemblées à ce jour ne réfute en aucun cas le Modèle Standard. La mesure de la largeur du boson Z par exemple contraint le nombre de neutrinos légers à trois types [2], ce qui correspond au nombre de générations de fermions. Malgré ce succès, de nombreuses questions se posent concernant certaines observations comme la valeur élevée de la masse du quark top par rapport aux autres quarks par exemple. Il y a au total 19 paramètres libres du modèle :

⁶Les masses du quark top et du Higgs apparaissent dans les corrections radiatives à la masse des bosons de jauge Z et W .

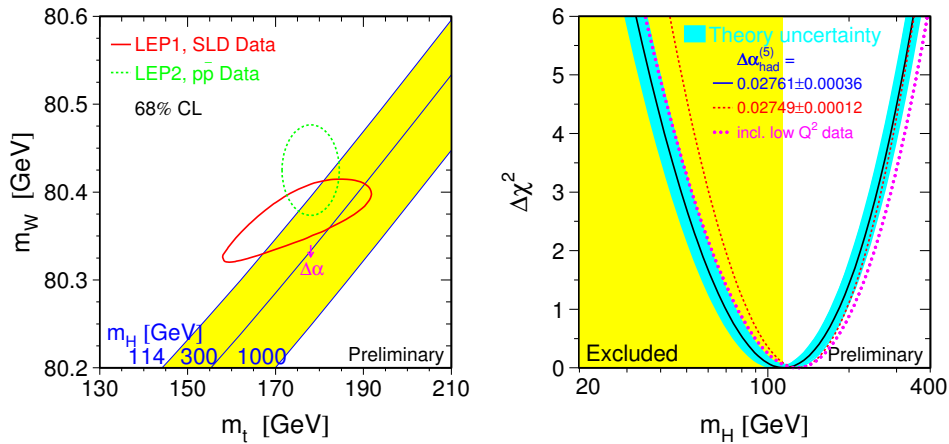


FIG. 1.2 – Contraintes sur la masses du boson de Higgs [2] à partir des mesures précises de la masse du W et du quark t (gauche). Masse préférée par le fit global [2] sur l'ensemble des mesures de précision (droite).

- 3 constantes de couplage α_{em} , α_w et α_s
- 9 masses de fermions (e , μ , τ , u , d , c , s , t et b).
- 3 angles de mélange des quarks et la phase de la matrice complexe V_{CKM} .
- 2 masses des bosons W^\pm et Z .
- Masse du boson de Higgs⁷.

Le modèle considère les masses des neutrinos comme nulles. Dans le cas contraire, ces masses et les angles de mélange leptoniques sont aussi des paramètres arbitraires.

1.1.4 Les limitations du Modèle Standard

Après les remarques du paragraphe précédent, il est évident que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules. Il y a beaucoup trop de paramètres libres qui restent sans explication. Par exemple, il n'y a pas non plus de contrainte sur le nombre de doublets de Higgs⁸.

Les limitations du Modèle Standard peuvent être classées dans les catégories suivantes :

L'unification des forces :

Le Modèle Standard repose sur le groupe de jauge G_{SM} permettant de décrire les forces électromagnétique, forte et faible. La force gravitationnelle dont les effets

⁷Celle-ci est donnée par $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

⁸Le choix d'un seul doublet de Higgs pour introduire le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est arbitraire (c'est le plus simple).

devraient apparaître à l'échelle de Planck ($M_{Pl} = 10^{19} \text{ GeV}/c^2$) n'est pas incluse. Une théorie fondamentale permettrait l'unification de ces forces en une seule.

Le nombre de familles :

L'arrangement des fermions en trois familles (voir tableau 1.1) ne trouve pas d'explication dans le Modèle Standard. Pourquoi y a-t-il 3 familles de structure identique (2 quarks et 2 leptons) ? Le spectre des masses des particules est tout aussi surprenant.

Le problème de naturalité :

Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs incluent les contributions de boucles de fermions quadratiquement divergentes⁹. En écrivant le développement de la masse du Higgs : $m_H^2 = m_o^2 - \delta m_H^2$ où m_o est la masse nue et δm_H les corrections radiatives après le choix d'une limite en énergie¹⁰, m_o peut être ajustée pour obtenir une masse du Higgs acceptable ($m_H \leq 1 \text{ TeV}$) de façon à ce que la théorie reste consistante. Cet ajustement doit être précis à plusieurs décimales près et à chaque ordre du développement, ce qui n'est pas très naturel.

Le problème de hiérarchie :

L'échelle type de la théorie électrofaible correspond à la masse des bosons de jauge, soit de l'ordre de $\mathcal{O}(100 \text{ GeV}/c^2)$. Au-delà d'une certaine échelle, dite d'unification, on peut considérer que les forces ne font plus qu'une. Cette échelle semblerait être de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV}/c^2)$ que l'on note M_{GUT} . La différence énorme entre ces deux échelles d'énergie constitue le problème de hiérarchie.

Ces problèmes sembleraient être solutionnés en partie dans le cadre d'une théorie plus fondamentale à plus haute énergie. C'est le but des théories grand-unifiées par exemple. D'autres modèles tentent d'ajouter des symétries fondamentales dans le cadre des extensions du Modèle Standard. Certaines de ces options ont pour conséquence l'apparition de nouvelles particules couplant les leptons et les quarks, elles sont appelées les leptoquarks.

1.2 La physique des leptoquarks

Dans le Modèle Standard de la physique des particules, les leptons et quarks s'organisent en trois familles (ou générations) comme décrit dans le paragraphe précédent. Chaque famille est composée d'une paire de leptons et d'une paire de quarks dont les masses vont en augmentant avec les générations. Cette organisation met en évidence un

⁹La particule circulant dans la boucle peut avoir une impulsion allant de 0 à l'infini. L'intégrale est alors divergente.

¹⁰Une limite en énergie ou bien « Cut Off » (Λ) désigne une échelle d'énergie maximale pour l'intégrale sur l'impulsion dans les boucles. Elle est souvent choisie comme l'échelle de Planck. Les corrections radiatives sont alors de l'ordre de Λ^2

certain nombre de symétries qui ne trouvent pas d'explication dans le Modèle Standard lui même :

- à l'échelle des quarks et leptons, et en mettant de côté la dégénérescence en masse, la structure des générations est identique.
- à l'intérieur de chaque génération :
 - une génération se compose deux quarks et de deux leptons.
 - dans certains cas, une paire de leptons et une paire de quarks se comportent de la même manière. Du point de vue de l'interaction électrofaible par exemple, on observe de nombreuses similitudes.

Ces observations laissent croire à une connection possible entre le secteur des leptons et celui des quarks. Une interaction pourrait alors être responsable d'une transition entre quarks et leptons dont les médiateurs seraient des particules appelées leptoquarks. Ces particules ne sont pas nécessaires dans le Modèle Standard mais le concept reste du moins attractif pour une possible explication de l'unité des quarks et leptons au sein d'une génération.

Les leptoquarks sont des bosons portant, à la fois des nombres quantiques leptonique et baryonique, une charge de couleur ainsi qu'une charge électrique fractionnelle. Ils apparaissent dans de nombreux modèles théoriques cherchant à mettre en place une physique peut être plus fondamentale au-delà du Modèle Standard. De nombreuses observations expérimentales contraignent sévèrement ces modèles et donc l'existence possible des leptoquarks.

Dans un premier temps, les différents modèles faisant apparaître des particules pouvant être identifiées comme leptoquarks seront passés en revue. Les contraintes sur ces modèles et donc leurs conséquences sur les propriétés des leptoquarks seront discutées. Une seconde partie traitera de la recherche des leptoquarks au moyen d'accélérateurs de particules. Les sections efficaces de production et les modes de désintégration y seront spécifiés.

1.2.1 Les théories grand-unifiées

Les théories grand-unifiées ([5],[6]) tentent d'établir un rapprochement entre les différentes forces de la nature ou plus exactement, d'interpréter la diversité des interactions comme les manifestations d'une force unique. Cette approche a pour conséquence d'établir des liens entre les leptons et les quarks créant ainsi un cadre propice à l'existence des leptoquarks. Ces derniers apparaissent dans de nombreux modèles de grande unification et seul le modèle $SU(5)$ sera pris comme exemple dans la suite.

Le modele $SU(5)$

Le principe de grande unification est de trouver un groupe de jauge G simple capable d'inclure $SU(3)$, $SU(2)$ et $U(1)$ qui sont les groupes de jauge du Modèle Standard. Le groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne peut être considéré comme un groupe d'unification car il existe trois couplages différents correspondant aux trois types d'interaction. Le groupe G doit alors contenir $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ comme sous-groupe et ne disposer que d'une constante de couplage unique.

Plusieurs groupes sont acceptables mais le plus simple reste le groupe de jauge $SU(5)$ [5]. Les théories grand unifiées reposent sur le principe que les couplages des forces électromagnétique (α_{em}), faible (α_w) et forte (α_s) convergent en un couplage unique à une échelle en énergie M_{GUT} . L'évolution logarithmique de ces couplages en fonction de l'énergie, suggère une unification possible à très haute énergie (voir figure 1.3) soit $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$. Les effets de la gravité émergent à des énergies de l'ordre de 10^{19} GeV et sont alors négligés à l'échelle M_{GUT} . L'unification ne concerne alors que les trois forces mentionnées plus haut.

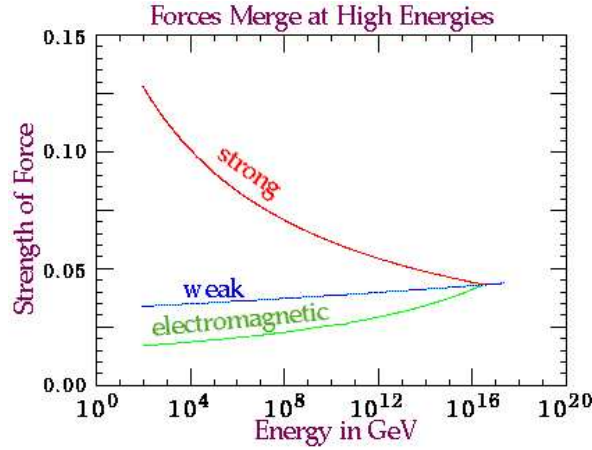


FIG. 1.3 – Évolution des constantes de couplages α_{em} , α_w et α_s en fonction de l'échelle d'énergie.

L'apparition des leptoquarks [8]

Le groupe d'unification G , de la même manière que les groupes de jauge $SU(2)$ ou $SU(3)$ par exemple, a un nombre de bosons de jauge donné. Dans le cas de $SU(5)$, ils sont au nombre de $5^2 - 1 = 24$. Étant donné que $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est un sous-groupe de $SU(5)$, le photon doit être l'un de ces bosons de jauge et donc l'opérateur de charge \mathcal{Q} est l'un de ses générateurs. Les générateurs de G sont représentés par des matrices de trace nulle et par conséquent $Tr(\mathcal{Q}) = 0$ pour toute représentation de G . La somme des charges électriques des particules doit alors être nulle, ce qui est bien le cas à l'intérieur d'une famille :

$$\mathcal{Q}(e) + \mathcal{Q}(\nu_e) + \sum_{c=1}^3 (\mathcal{Q}(u_c)) + \sum_{c=1}^3 (\mathcal{Q}(d_c)) = -1 + 0 + 3 \times 2/3 + 3 \times (-1/3) = 0 \quad (1.11)$$

La relation 1.11 n'est valide que si les leptons et les quarks ne sont pas traités séparément. Cette contrainte établit une relation entre les quarks et les leptons qui indique l'existence de bosons, parmi ceux de G , pouvant les faire interagir (ou plus exactement les transformer l'un en l'autre).

Les 8 matrices de Gell Mann de $SU(3)$, les trois matrices de Pauli de $SU(2)$ et la phase de $U(1)$, sont remplacées par 24 matrices hermitiennes de trace nulle. Les particules de matière correspondent aux représentations $\bar{5}$ et 10 de $SU(5)$ tandis que les bosons sont regroupés dans une représentation 24 du même groupe. Les représentations $\bar{5}$ et 24 sont présentées par les matrices (1.12) et (1.13).

$$\begin{pmatrix} d_R^c \\ d_Y^c \\ d_B^c \\ -e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad (1.12)$$

$$\begin{pmatrix} & \bar{X} & \bar{Y} \\ g_{1,\dots,8} & \bar{X} & \bar{Y} \\ & \bar{X} & \bar{Y} \\ X & X & X \\ & W_{1,2,3} \\ Y & Y & Y \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

La représentation $\bar{5}$ des fermions comprend, dans cet exemple, les quarks d_L (gauche) et la paire $(e, \nu_e)_L$. Une relation naturelle entre la charge du quark d et celle d'électron apparaît : $Q_e = \frac{1}{3}Q_d$.

Dans la représentation 24, illustrée par la matrice labellée (1.13), les bosons $g_{1,\dots,8}$ sont les gluons de $SU(3)$, $W_{1,2,3}$ sont les bosons de $SU(2)$ et les 12 bosons X et Y sont des nouveaux bosons de jauge. Ils ont des charges fractionnelles : $Q_X = \pm 4/3$ et $Q_Y = \pm 1/3$. Ce sont des doublets de $SU(2)_L$ et des triplets de $SU(3)_c$. On s'aperçoit que ces bosons seront capables de coupler les quarks et les leptons et peuvent alors être considérés comme des leptoquarks.

Le mécanisme de brisure de symétrie permettant la transition :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.14)$$

est engendré par 24 champs de Higgs. Les bosons X et Y acquièrent leur masse en absorbant 12 de ces champs. Ce modèle $SU(5)$ « minimal » produit alors de très lourds bosons X et Y. La brisure de symétrie électrofaible prend ensuite place pour ne laisser que $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$. Ces deux dernières symétries ne sont pas brisées et sont donc exactes.

Ce modèle donne naissance à des couplages entre leptons et quarks qui ne conservent pas les nombres leptonique (L) et baryonique (B) mais qui conservent $B - L$. De tels vertex sont représentés sur la figure 1.4.

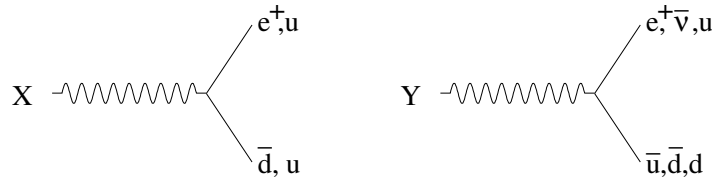


FIG. 1.4 – Vertex de désintégration des bosons super lourds X (gauche) et Y (droite) du modèle de grande unification $SU(5)$ minimal.

Les problèmes de $SU(5)$

les relations de masses :

Le modèle $SU(5)$ minimal, à l'échelle M_{GUT} , prévoit les relations de masses (voir [8]) suivantes entre les particules d'une même famille : $m_d = m_e$, $m_s = m_\mu$ et $m_b = m_\tau$. Ces relations, considérées à l'échelle $\mathcal{O}(M_{EW} = 100 \text{ GeV})$, donnent $m_d/m_s = m_e/m_\mu \simeq 1/200$ qui ne correspond pas aux observations. Ces relations sont la conséquence directe du mécanisme de Higgs considéré pour briser $SU(5)$.

L'angle de mélange θ_w :

L'angle de mélange électrofaible θ_w , a une valeur fixée par le modèle $SU(5)$ minimal à l'échelle d'unification (M_{GUT}) : $\sin^2\theta_w(M_{GUT}) = \frac{3}{8}$. Le calcul de cette valeur à l'échelle électrofaible (M_{EW}) donne alors :

$$\sin^2\theta_w(M_{EW}) = 0,214 \pm 0,004 \quad [9] \quad (1.15)$$

Cette prédiction est en désaccord avec les mesures expérimentales :

$$\sin^2\theta_w = 0,2277 \pm 0,00016 \quad [2] \quad (1.16)$$

La désintégration du proton :

Les bosons X et Y ont à la fois des couplages lepton-quark et di-quark comme l'illustre la figure 1.4. Certains diagrammes viennent contribuer à la désintégration du proton. La figure 1.5 montre ces diagrammes. Une estimation de la durée de vie peut alors être calculée à l'échelle M_{GUT} et donne $\tau_p \simeq \frac{M_X^4}{\alpha_G^2(M_X)m_p^5} \simeq 7 \times 10^{29}$ années [8]. M_X est la masse du boson X, α_G est la constante de couplage à l'échelle d'unification et m_p est la masse du proton.

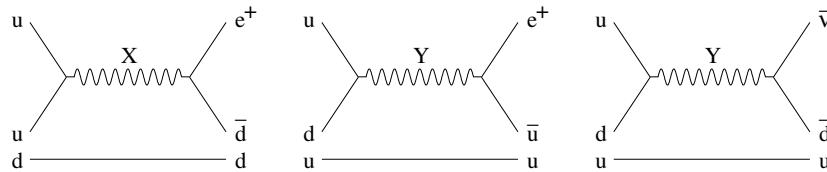


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynmann contribuant à la désintégration du proton. On peut obtenir : $p \rightarrow e^+ \pi^0 (\eta^0, \rho^0, \omega^0)$ et $p \rightarrow \bar{\nu}_e \pi^+ (\rho^+)$.

Un résultat expérimental récent donne la limite inférieure suivante pour la durée de vie du proton : $\tau_{90\%C.L.}(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 1,6 \times 10^{33}$ années [7]. Cette borne inférieure exclut le candidat $SU(5)$ minimal comme groupe d'unification.

Ce groupe présentait d'autres problèmes comme la non convergence des constantes de couplage à l'échelle d'unification ainsi que le problème de hiérarchie. Le groupe

$SU(5)$ supersymétrique peut alors être considéré pour assurer la convergence des constantes de couplages.

Une paire de leptoquarks légers

L'introduction d'une paire de leptoquarks légers (Q_1, Q_2) permet de résoudre le problème de désintégration trop rapide du proton ainsi que celui de la valeur de l'angle de mélange θ_w [10]. Ces leptoquarks ont des couplages lepton-quark uniquement et leur processus de désintégration conserve séparément le nombre leptonique et baryonique. Cette dernière contrainte permet un allongement significatif de la durée de vie du proton. La présence de ces leptoquarks permet aussi la convergence des forces (voir figure 1.3) qui n'est en fait pas obtenue dans le Modèle Standard seul.

Le mécanisme de brisure de la symétrie est donc modifié pour permettre à ce modèle d'exister. Les autres bosons X et Y restent très lourds en comparaison des bosons Q . Les particules sont alors soit très lourdes ($M \simeq \mathcal{O}(M_{GUT})$) ou bien légères ($M \simeq \mathcal{O}(M_{EW})$), c'est l'hypothèse du « désert ».

Cette approche est aussi abandonnée du fait que la borne supérieure sur la durée de vie du proton obtenue ($\tau_p \leq 4,0 \times 10^{32}$) est aussi exclue par le résultat donné dans [7]. Il présente aussi un évident problème de hiérarchie.

Les autres modèles

Il existe d'autres modèles de grande unification comme celui se basant sur le groupe de jauge $SO(10)$ par exemple. Il prédit aussi la présence de particules pouvant être considérées comme des leptoquarks.

1.2.2 La supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie qui transforme les bosons en fermions et les fermions en bosons [11]. Elle introduit l'existence de super-partenaires aux particules du Modèle Standard.

Les conséquences d'une telle symétrie entre les particules sont nombreuses et parmi les plus remarquables, du point de vue du Modèle Standard, on a :

- de nouveaux graphes de Feynman contribuant aux corrections radiatives à la masse du bosons de Higgs voient le jour. Les boucles de super-partenaires ont des signes opposés permettant l'annulation des divergences quadratiques, cause du problème de hiérarchie.
- la présence de super-partenaires modifie l'évolution des constantes de couplages au point de permettre leur convergence à une échelle d'unification de l'ordre de 10^{16} GeV.

Le fait que seule la moitié du spectre de particules ait été observé implique que cette symétrie est brisée. Les super-partenaires doivent aussi être suffisamment lourds pour avoir échappé à toute détection. Plusieurs mécanismes peuvent intervenir comme celui se servant de la gravité, c'est le modèle de supergravité.

La parité R est un nouveau nombre quantique qui s'exprime comme :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.17)$$

où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et S est le spin. La parité R est de $+1$ pour les particules du Modèle Standard et de -1 pour les partenaires supersymétriques. Dans les modèles supersymétriques conservant la parité R , les super-partenaires ne peuvent être créés que par paires. Ceci implique l'existence d'une particule stable, neutre et la plus légère appelée LSP (Lightest Supersymmetric Particle).

Dans d'autres modèles, la parité R n'est pas conservée. L'une des conséquences est l'apparition de couplage de Yukawa de type lepton-quark. En prenant l'exemple du super-partenaire du quark u_L , le squark \tilde{u}_L , on obtient des couplages avec ν_e et u ou bien e^- et d comme le montre la figure 1.6.

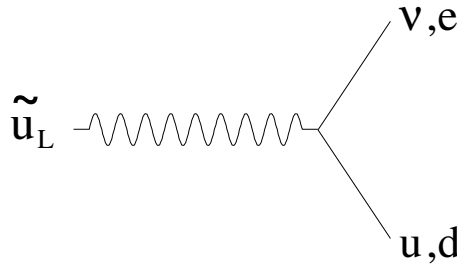


FIG. 1.6 – Couplages de type leptoquark dans le cadre d'un modèle supersymétrique ne conservant pas la parité R .

La recherche de leptoquarks peut alors contraindre ce type de couplages dans les modèles supersymétriques avec violation de la parité R .

1.2.3 La Technicouleur et les modèles composites

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible se base sur l'introduction d'un champ scalaire de Higgs. Dans le cas de doublets on obtient $M_W = M_Z \cos \theta_w$. Les fermions acquièrent leurs masse par les couplages de Yukawa. Le manque de contrainte sur le nombre de doublets de Higgs ainsi que ses couplages se traduit par un nombre de paramètres libres dans la théorie. Les modèles composites et la Technicouleur, tentent de reproduire le mécanisme de brisure de symétrie sans l'introduction d'un ou plusieurs champs scalaires élémentaires. Ces modèles présentent des particules ayant des couplages similaires à ceux des leptoquarks.

La Technicouleur

Le principe de la technicouleur [12] est de considérer l'interaction forte de la QCD comme responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. En se plaçant dans le Modèle Standard mais sans le champ scalaire de Higgs, les bosons de jauge W^\pm et Z peuvent acquérir une masse par la brisure de symétrie chirale décrite par le

groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Ces masses sont de trois ordres de grandeur plus faibles. L'introduction d'une nouvelle interaction de type QCD donnant des masses plus acceptables est alors nécessaire. C'est l'interaction technicouleur dont le groupe de jauge est aussi $SU(3)$. Elle donne naissance aux techniquarks. Le groupe de jauge doit être étendu au groupe G_{ETC} pour donner des masses aux fermions, les technifermions apparaissent. Les leptoquarks font leur apparition comme des pseudo-bosons de Goldstone de ce groupe de jauge [13].

Les modèles composites

Étant donné que des particules considérées comme fondamentales se sont avérées être composites¹¹, la même question peut se poser concernant les particules dites élémentaires du Modèle Standard. A plus haute énergie, ces dernières peuvent révéler une possible sous-structure [14]. L'échelle composite Λ_c est contrainte par les observations à être de l'ordre de plusieurs centaines de GeV (voir de l'ordre du TeV). Les « préons » seraient alors les composants élémentaires des leptons et des quarks. De même que pour le proton, la masse viendrait essentiellement de l'énergie de liaison entre les composants élémentaires. Les générations seraient donc des niveaux d'excitation différents de ces états liés de préons. En considérant les bosons W et Z comme composites aussi, il n'y a plus besoin de la symétrie fondamentale électrofaible et donc la brisure n'est plus nécessaire. Dans d'autres cas un Higgs composite peut être considéré (similitude avec les paires de Cooper dans le cas de la supraconductivité).

Les modèles composites font apparaître des combinaisons de sous-constituants qui forment des états liés pouvant être identifiés comme des leptoquarks. Un exemple de processus découlant d'un tel modèle est montré sur la figure 1.7. Certains modèles peuvent prédire des leptoquarks de masse de l'ordre de 250 GeV détectables par les expériences actuelles [15].

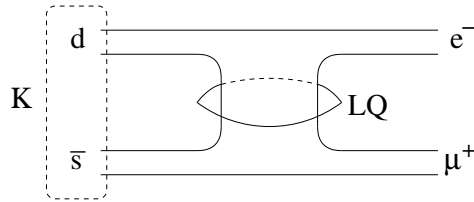


FIG. 1.7 – Diagrammes de Feynman du processus $K_L(d\bar{s}) \rightarrow e^-\mu^+$ dans un modèle composite [16]. C'est un échange de leptoquark dans la voie t .

1.2.4 Les supercordes

La théorie des cordes a pour but d'unifier l'ensemble des forces de la nature, y compris la force gravitationnelle. Cette unification prend place à l'échelle de Plank

¹¹Le proton fut longtemps considéré comme une particule élémentaire avant qu'une sous-structure en quarks soit suggérée par les observations.

(10^{19} GeV). Dans ce modèle, les modes de vibration des cordes correspondent à des particules. Les supercordes sont une extension de la théorie des cordes incluant la supersymétrie.

Le nombre de dimensions nécessaire à la théorie est de 10 dont 9 sont spatiales et une temporelle. Ces dimensions sont très petites car à l'échelle de Planck leur longueur caractéristique serait de $1/m$ (avec $m \simeq 10^{19}$ GeV) soit 10^{-33} cm. En fait, 6 d'entre elles sont compactifiées pour ne laisser que 4 dimensions apparentes. Le modèle des supercordes donne naissance à un nouveau boson de spin 2, le graviton, qui est le médiateur de la force gravitationnelle. Ce modèle pourrait reposer sur le groupe de jauge $E_8 \otimes E_8$ dont la brisure donne le groupe E_6 .

Dans les modèles de supercordes basé sur E_6 [17] de nombreuses particules sont générées dont les leptiquarks. Ces derniers sont généralement très lourds (de l'ordre du TeV).

1.2.5 Un modèle effectif pour les leptiquarks

De nombreux modèles théoriques peuvent donner naissance à des particules pouvant être considérées comme leptiquarks. Il n'est pas toujours évident de faire un rapprochement entre les leptiquarks de différents modèles. Leur caractéristique commune est qu'ils ont tous des couplages de type lepton-quark.

Un modèle effectif peut alors être construit de manière à considérer les leptiquarks de la façon la plus générale possible. Un leptiquark est un boson, vecteur ou scalaire, couplant les leptons et les quarks. Dans la perspective d'obtenir un modèle utilisable, certaines contraintes doivent être imposées. Un lagrangien effectif peut être écrit spécifiant ainsi les différents couplages possibles.

La recherche de leptiquarks au niveau des collisionneurs s'effectue généralement dans le cadre de ce modèle effectif.

1.2.5.1 Les Contraintes sur le modèle effectif

Les contraintes peuvent être classifiées en deux types : les contraintes imposées par la compatibilité avec le Modèle Standard et celles extraites des observations expérimentales.

les leptiquarks et le Modèle Standard

Dans le but d'obtenir le lagrangien effectif le plus général possible, les contraintes suivantes sont imposées :

- [1] Les interactions des leptiquarks avec les particules du Modèle Standard doivent être invariantes sous la transformation de jauge du groupe $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.
- [2] Ces interactions doivent être renormalisables (ceci n'est envisageable que dans les cas des leptiquarks scalaires).
- [3] Les leptiquarks se couplent aux fermions et aux bosons.

Les contraintes issues des observations

Les contraintes venant des expériences à basse énergie sont nombreuses. L'étude des processus rares permet de rassembler plus d'information sur la nature et l'intensité des couplages des leptoquarks. Les mesures de précision sont aussi utiles à l'estimation des contributions de ces particules. Il y a aussi les contraintes venant des recherches directes dans les collisionneurs mais ces dernières seront abordées dans le paragraphe 1.3.3 de ce chapitre.

La désintégration du proton

Comme indiqué dans le paragraphe 1.2.1, l'existence des leptoquarks peut, dans certains cas, engendrer la désintégration du proton. Pour être en accord avec la durée de vie mesurée expérimentalement, la masse des leptoquarks peut être très élevée, de manière à supprimer les processus de la figure 1.5 ou bien, les couplages quark-quark peuvent avoir des valeurs des couplages lepton-quark différentes. Dans le cadre du modèle effectif, les contraintes suivantes sont considérées :

- [4] les leptoquarks ont seulement des couplages du type lepton-quark.
- [5] ils conservent le nombre baryonique B et le nombre leptonique L séparément.

Le changement de saveurs par courant neutre

Le changement de saveur des leptons et quarks par courant neutre ¹² est très contraint dans le Modèle Standard ([21] et [22]). Ceci se traduit par une limitation du nombre de couplages possibles des leptoquarks.

Dans le but d'éviter les processus de désintégration suivants : $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ ou bien $K^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$, très contraints par les expériences, la contrainte suivante est adoptée :

- [6] les leptoquarks ne couplent que les leptons et les quarks de la même génération (on parle de couplages diagonaux).

La chiralité

Les leptoquarks peuvent contribuer de façon importante à des processus rares du type $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ et $\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ (le cas de π^+ est montré sur la figure 1.8). Ces processus sont réduits par les couplages chiraux de l'interaction électrofaible.

La mesure du rapport d'embranchement $\text{BR}(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu) < 1,2 \times 10^{-4}$ impose une limite inférieure très élevée sur la masse des leptoquarks. D'autres contraintes viennent de la mesure du moment magnétique de l'électron (voir figure 1.8) mais aussi des limites venant des mélanges $K^0 \bar{K}^0$, $D^0 \bar{D}^0$ et $B^0 \bar{B}^0$ [21].

La contrainte suivante est alors adoptée :

- [7] les couplages des leptoquarks sont chiraux c'est à dire qu'ils se couplent soit aux quarks gauches (L), soit aux quarks droits (R).

¹²Aussi connu sous le nom de FCNC pour « Flavor Changing Neutral Current ».

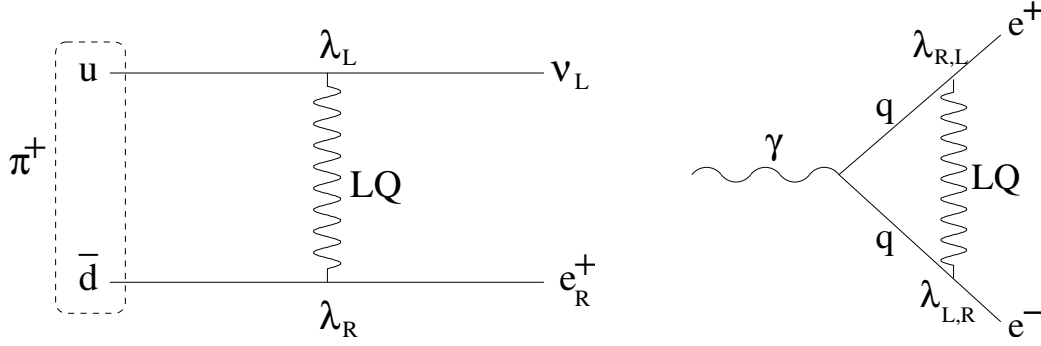


FIG. 1.8 – Diagrammes de Feynmann des contributions possibles des leptoquarks à la désintégration du pion (gauche) et du moment magnétique de l'électron (droite) (voir [19] et [20]).

Les contraintes issues des observations permettent d'obtenir des masses de leptoquarks suffisamment faibles pour permettre leur recherche avec les collisionneurs actuels.

1.2.5.2 Le lagrangien effectif

A partir des conditions [1], [2] et [3] un lagrangien général peut être écrit. Il dispose de tous les couplages possibles entre les leptoquarks, scalaires ou vecteurs, et les leptons et les quarks. Ces couplages sont sans dimension. Les conditions [4] et [5] doivent aussi être respectées. C'est le modèle minimal BRW (Büchmüller-Rückl-Wyler [18]).

Les leptoquarks sont des triplets de couleur et des multiplets d'isospin faible. Un nouveau nombre quantique leur est associé : $F = 3B + L$ où B est le nombre baryonique et L le nombre leptonique. C'est le nombre « fermionique » du leptoquark qui peut prendre la valeur absolue 0 ou 2.

Le lagrangien peut alors s'écrire :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{|F|=2} + \mathcal{L}_{|F|=0} \quad (1.18)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=2} &= (g_{1L} \bar{q}_L^c i \tau_2 l_L + g_{1R} \bar{u}_L^c i e_R^-) S_\circ + \hat{g}_{1R} \bar{d}_R^c e_R^- \hat{S}_\circ + g_{3L} \bar{q}_L^c i \tau_2 \tau l_L S_1 \\ &\quad + (g_{2L} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R^-) V_{1/2\mu} + \hat{g}_{2L} \bar{u}_L^c \gamma^\mu l_L \hat{V}_{1/2\mu} + h.c. \\ \mathcal{L}_{|F|=0} &= (h_{1L} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R^-) V_{\circ\mu} + \hat{h}_{1R} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R^- \hat{V}_{\circ\mu} + h_{3L} \bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L V_{1\mu} \\ &\quad + (h_{2L} \bar{u}_R l_L + h_{2R} \bar{q}_L i \tau_2 e_R^-) S_{1/2} + \hat{h}_{2L} \bar{d}_R l_L \hat{S}_{1/2} + h.c. \end{aligned} \quad (1.19)$$

où

- q_L et l_L sont les doublets $SU(2)$ gauches de quarks et de leptons.
- e_R, d_R et u_R sont les singlets $SU(2)$ droits de leptons et de quarks.
- l'indice supérieur c signifie qu'il s'agit du conjugué de charge des champs de fermions : $\Psi^c = C \bar{\Psi}^T$.

- Les indices L et R indiquent la chiralité gauche et droite respectivement du lepton.
- S_T et V_T sont les leptoquarks scalaires et vecteurs. Les indices T indique la valeur de l'isospin faible : $T = 0, 1/2, 1$.
- g_i , \hat{g}_i , h_i et \hat{h}_i sont les constantes de couplage des leptoquarks avec les leptons et les quarks.
- Les indices de couleur et ceux indiquant la génération ne sont pas inclus dans cette notation

1.2.5.3 La classification des leptoquarks

Les leptoquarks sont classifiés suivant leur spin, le multiplet d'isospin auquel ils appartiennent, leur charge et leur nombre fermionique. La classification des leptoquarks est montrée dans le tableau 1.2 (tiré de [19]).

leptoquarks scalaires					leptoquarks vecteurs				
	Type	Q	T_3	Désintégration		Type	Q	T_3	Désintégration
$F = 2$	$S_{\circ,L}$	$-1/3$	0	$l_L^- u_L$ ou $\nu_L^- d_L$	$F = 2$	$V_{1/2,L}$	$-4/3$	$-1/2$	$l_L^- d_R$
	$S_{\circ,R}$	$-1/3$	0	$l_R^- u_R$		$\bar{V}_{1/2,R}$	$-4/3$	$-1/2$	$l_R^- d_L$
	$\hat{S}_{\circ,R}$	$-4/3$	0	$l_R^- d_R$		$V_{1/2,R}$	$-1/3$	$+1/2$	$l_R^- u_L$
	$S_{1,L}$	$-4/3$	-1	$l_L^- d_L$		$\bar{V}_{1/2,L}$	$-1/3$	$-1/2$	$l_L^- u_R$
	$S_{1,L}$	$-1/3$	0	$l_L^- u_L$ ou $\nu_L d_L$		$\bar{V}_{1/2,L}$	$+2/3$	$+1/2$	$\nu_R^- u_R$
	$S_{1,L}$	$+2/3$	$+1$	$\nu_L u_L$					
$F = 0$	$S_{1/2,L}$	$-5/3$	$-1/2$	$l_L^- \bar{u}_L$	$F = 0$	$V_{\circ,L}$	$-2/3$	0	$l_L^- d_R$ ou $\nu_L u_R$
	$\bar{S}_{1/2,R}$	$-5/3$	$-1/2$	$l_R^- \bar{u}_R$		$V_{\circ,R}$	$-2/3$	0	$l_R^- d_L$
	$S_{1/2,R}$	$-2/3$	$+1/2$	$l_R^- d_R$		$\bar{V}_{\circ,R}$	$-5/3$	0	$l_R^- \bar{u}_L$
	$\bar{S}_{1/2,L}$	$-2/3$	$-1/2$	$l_L^- \bar{d}_L$		$V_{1,L}$	$-5/3$	-1	$l_L^- \bar{u}_R$
	$\bar{S}_{1/2,L}$	$+1/3$	$+1/2$	$\nu_L^- d_L$		$V_{1,L}$	$-2/3$	0	$l_L^- d_R$ ou $\nu_L \bar{u}_R$
						$V_{1,L}$	$+1/3$	$+1$	$\nu_L d_R$

TAB. 1.2 – Classification des leptoquarks du modèle BRW. S et V sont les leptoquarks scalaires et vecteurs. L et R indiquent leur chiralité. Le nombre fermionique F , la charge Q et les modes de désintégration y sont présentés.

Il existe donc 14 leptoquarks au total dans le modèle effectif. Les vertex $l^\pm d$ et $l^\pm \bar{d}$ peuvent donner les charges $\pm 4/3$ et $\pm 2/3$ et les vertex $l^\pm u$ et $l^\pm \bar{u}$ donnent les charges $\pm 1/3$ et $\pm 5/3$. Les leptoquarks sont des triplets ou bien antitriplets de couleur et apparaissent aussi comme des singlets, doublets ou même triplets d'isospin faible.

Certains d'entre eux peuvent correspondre aux leptoquarks décrits dans les théories présentées précédemment. C'est le cas du leptoquark $S_{\circ,L}$ qui apparaît dans la théorie des supercordes [17]. Le doublet d'isospin $\hat{S}_{1/2}$ correspond aux leptoquarks scalaires introduits dans le but de sauver le modèle $SU(5)$ [10].

1.3 La phénoménologie des leptoquarks

Le cadre théorique étant fixé, les interactions des leptoquarks connues, les modes de production et de désintégration peuvent alors être spécifiés. Le calcul de la section efficace des processus de production de leptoquarks peut être effectué. Les résultats de recherche de leptoquarks récentes seront résumés à la fin de ce chapitre.

1.3.1 Le couplage de base et les rapports d'embranchement

Le couplage leptoquark-quark-lepton est un couplage de Yukawa de constante λ_{lq} inconnue. C'est une notation générique des couplages g et h visibles dans l'expression du lagrangien effectif (voir l'expression 1.19). On distingue les constantes de couplages λ_L et λ_R s'appliquant aux cas où le lepton est gauche ou droit respectivement. Un exemple de ce vertex est montré sur la figure 1.9.

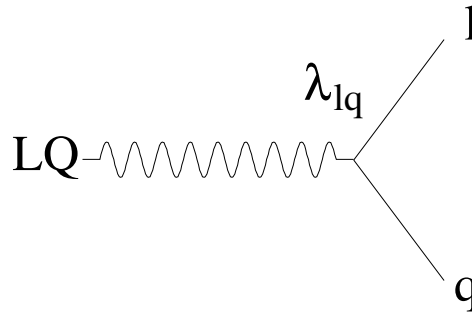


FIG. 1.9 – Diagramme de Feynman d'un vertex leptoquark-lepton-quark. λ_{lq} est la constante de couplage associée à ce vertex.

La constante de couplage λ_{lq} s'exprime très souvent en fonction de la constante de couplage électromagnétique α_{em} :

$$\lambda_{lq}^2 = 4\pi k \alpha_{em} \quad (1.20)$$

Le paramètre k est un nombre inconnu et sans dimension. La valeur de cette constante de couplage a une conséquence importante sur les modes de production des leptoquarks. Les mécanismes de production des leptoquarks avec le collisionneur TeVatron seront présentés dans le paragraphe suivant. L'impact de la valeur de λ_{lq} sur le choix de mécanismes privilégiés y sera discuté.

Au sein du modèle effectif, les leptoquarks se désintègrent en un lepton et un quark de la même génération. Le paramètre β correspond à la probabilité que le lepton émit soit un électron, un muon ou un tau plutôt qu'un neutrino. Le rapport d'embranchement en lepton-quark est égal à ce paramètre : $BR(LQ \rightarrow l^\pm q) = \beta$ qui peut prendre les valeurs 1, 1/2 ou bien 0.

Pour les leptoquarks de première génération, on a :

- $\beta = BR(LQ \rightarrow eq)$
- $BR(LQ \rightarrow q\nu_e) = (1 - \beta)$

1.3.2 Production de leptoquarks au TeVatron

1.3.2.1 Mécanismes de production

Les leptoquarks peuvent être produits par paire, ou bien par production simple¹³, dans les collisionneurs proton-antiproton. Les diagrammes correspondant à ces modes de production sont montrés sur les figures 1.10 et 1.11.

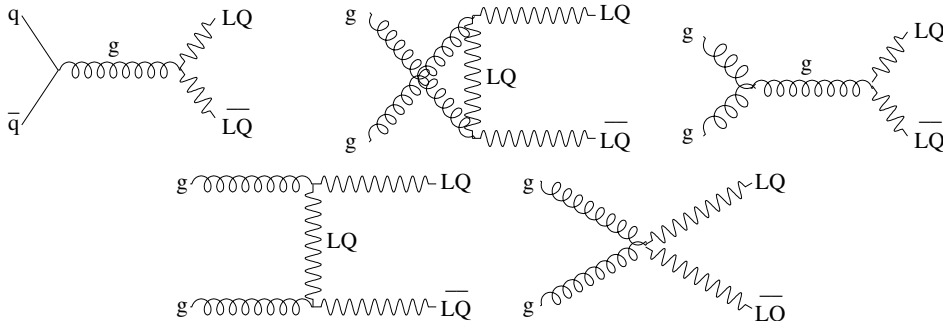


FIG. 1.10 – Diagrammes de Feynman de production de paire de leptoquarks par les processus d'annihilation de quark ($q\bar{q}$) et de fusion de gluons (gg).

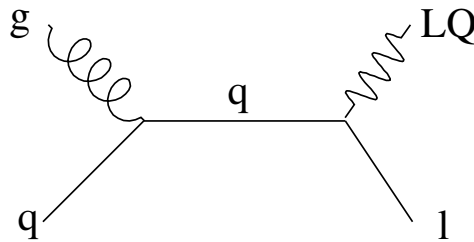


FIG. 1.11 – Diagramme de Feynman de la production simple de leptoquarks par le processus quark-gluon (qg).

La contribution des diagrammes de la figure 1.11 dépend fortement de la valeur du couplage λ_{lq} . Si ce couplage n'est pas de l'ordre de α_{em} (ou au-dessus), alors les productions de paires de leptoquarks par fusion de gluons et annihilation de quarks dominant au TeVatron. On considérera dans la suite la constante λ_{lq} comme étant faible.

La production par paire permet la recherche de tous les types de leptoquarks possibles couplant les trois générations de fermions. Ce n'est pas le cas d'un collisionneur $e^\pm p$ (HERA) par exemple, qui est plus sensible à la première génération. Les recherches de leptoquarks au moyen de ces différents appareils seront décrites dans le paragraphe 1.3.3.

¹³On appellera ici et dans la suite une production simple, la production d'un leptoquark unique dans l'état final.

1.3.2.2 Les états finals

La production d'une paire de leptoquarks peut donner les états finals suivants :

- $p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow llqq$
- $p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow l\nu qq$
- $p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow \nu\nu qq$

La production par paires a l'avantage de permettre d'engendrer des leptoquarks couplant les leptons et les quarks au sein de chacune des 3 générations. Il est par contre moins évident de déterminer le type de leptoquarks produits. Les différents types de leptoquarks sont présentés dans la classification donnée précédemment (voir tableau 1.2).

En ce qui concerne la détermination de la génération, les produits de désintégrations peuvent être identifiés : Les électrons pour la première génération, les muons pour la seconde et les leptons taus ou bien les quarks b pour la troisième. Dans le cas $\nu\nu qq$, l'identification des quarks b peut être utilisée pour déterminer s'il s'agit de la troisième génération mais l'ambiguïté persiste entre la seconde et première génération. Qui plus est, la recherche de leptoquarks dans ce canal permet de formuler un résultat valable pour les trois générations.

Il est plus délicat de trancher entre un leptoquark de type scalaire ou bien vecteur. En cas de mise en évidence d'un signal, seule la section efficace peut être utilisée car celle-ci est différente pour ces deux types de leptoquarks. La section efficace de production sera discutée par la suite.

1.3.2.3 Section Efficace de production

La section efficace de production de paire de leptoquarks est déterminée en calculant les contributions des processus d'annihilation de quarks et de fusion de gluons ([23],[25] et [26]). La section efficace ne dépend que du spin de la particule et de la constante de couplage forte α_s . La constante de couplage inconnue λ_{lq} n'intervient pas dans la production par paire.

Les leptoquarks scalaires

En considérant des leptoquarks scalaires, les contributions à la section efficace de production sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{LO}[\text{q}\bar{\text{q}}]} &= \frac{\alpha_s^2 \pi}{s} \frac{2}{27} \beta^3 \\ \sigma_{\text{LO}[\text{gg}]} &= \frac{\alpha_s^2 \pi}{96s} \left[\beta(41 - 31\beta^2) + (18\beta^2 - \beta^4 - 17)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} \right]\end{aligned}\tag{1.21}$$

avec

- α_s et la constante de couplage de l'interaction forte.
- l'indice LO indique qu'il s'agit d'un calcul à l'ordre des arbres (« Leading Order ») c'est à dire au premier ordre des perturbations qui correspond aux diagrammes en α_s^2 de la figure 1.10.

- $\sqrt{\hat{s}}$ est l'énergie dans le centre de masse de l'interaction.
- $\beta = \sqrt{1 - 4M_{LQ}^2/\hat{s}}$ où M_{LQ} est la masse du leptoquark produit.

L'annihilation quark-antiquark domine la production de paire de leptoquarks au TeVatron à partir de masses M_{LQ} supérieures à environ 100 GeV/ c^2 .

Les leptoquarks vecteurs

Pour déterminer la section efficace de production d'une paire de leptoquarks vecteurs, par le biais des processus identiques à ceux énoncés dans le paragraphe précédent ($gg, q\bar{q} \rightarrow LQ_V L\bar{Q}_V$), il est nécessaire de connaître les couplages trilinéaires $gLQ_V LQ_V$ et quartiques $ggLQ_V LQ_V$. Dans le cas des modèles où les leptoquarks apparaissent comme des bosons issus de la symétrie de jauge, ces couplages sont complètement définis.

Au sein du modèle effectif et dans le cas des leptoquarks scalaires, l'interaction gluon-leptoquark est déterminée par l'invariance de jauge du groupe $SU(3)_c$. La valeur du couplage est égal à la constante de couplage de l'interaction forte α_s . Dans le cas de leptoquarks vecteurs des couplages anormaux peuvent apparaître au niveau des vertex $gLQ_V LQ_V$ et $ggLQ_V LQ_V$ [26]. Les couplages anormaux k_G et λ_G sont liés au moment magnétique anormal $\mu_{LQ,G}$ et au moment quadrupolaire électrique $q_{LQ,G}$ de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\mu_{LQ,G} &= \frac{\alpha_s}{2M_{LQ}}(2 - k_G + \lambda_G) \\ q_{LQ,G} &= -\frac{\alpha_s}{M_{LQ}^2}(1 - k_G - \lambda_G)\end{aligned}\tag{1.22}$$

Le cas du moment magnétique anormal, l'analogie peut être faite avec l'électron ou bien le muon. Les corrections d'ordre supérieur en α^2 (α est ici la constante de structure fine) au vertex QED de base électron-photon, engendre un terme supplémentaire dans l'expression du moment magnétique de l'électron, c'est le moment magnétique anormal. L'électron interagit avec sa charge mais aussi son moment magnétique. Le leptoquark vecteur interagit donc aussi avec son moment magnétique. Des corrections apparaissent dans le secteur électrofaible (avec les couplages k_A et λ_A où $A = \gamma, W^\pm, Z$) et dans le secteur de couleur (k_G et λ_G).

La section efficace de production de leptoquarks vecteurs fait intervenir des termes dépendant des couplages k_G et λ_G et on distingue alors les cas suivants :

- $k_G = \lambda_G = 0$, c'est le modèle dit de Yang-Mills.
- $k_G = 1$ et $\lambda_G = 0$, c'est le modèle dit de couplage vecteur minimal.
- Les valeurs de k_G et λ_G qui minimisent la section efficace pour une masse de leptoquark donnée.

La section efficace de production dépend du modèle choisi pour les leptoquarks vecteurs. La suite du manuscrit se consacrera à l'étude des leptoquarks scalaires uniquement.

La section efficace totale

Les sections efficaces des processus d'annihilation d'une paire quark-antiquark et de fusion de gluons ont été présentées précédemment. Le principe du calcul de la section efficace totale consiste à se placer dans la dynamique de l'interaction proton-antiproton du collisionneur TeVatron. Cela passe tout d'abord par la compréhension de la structure du proton. Le calcul de la section efficace à l'ordre supérieur suivra. L'évolution de la section efficace en fonction de la masse du leptoquark sera ensuite présentée.

Les densités partoniques :

L'étude des diffusions profondément inélastiques $ep \rightarrow eX$ ¹⁴ a mis en évidence des fonctions de structures $F(x, Q^2)$ du proton dépendant de x (expliqué plus loin) et de Q^2 , l'énergie mise en jeu dans la réaction. Ces fonctions de structure trouvent une signification physique dans le modèle des partons. Ce modèle consiste à considérer le proton comme étant constitué d'un ensemble de composants ponctuels chargés électriquement, de spin 1/2 et indépendants les uns des autres (si Q^2 est suffisamment grand devant la masse du proton m_p^2). Ces composants sont appelés les partons et seront identifiés comme les quarks. La variable x correspond à la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton. La fonction de structure s'exprime finalement en fonction des densités partoniques $q(x)$. La densité $q(x)$ se traduit par la probabilité de trouver un quark de saveur q avec une fraction d'impulsion x à l'intérieur du proton.

A très haute énergie, comme au TeVatron par exemple, l'interaction entre un quark du proton et un antiquark de l'antiproton par exemple est une interaction entre deux partons (objets ponctuels) dont un exemple de diagramme de Feynman est représenté sur la figure 1.10.

Le modèle des quarks stipule que le proton est constitué de deux quarks u et d'un quark d , ce sont les quarks de valences. Ils déterminent l'isospin, le nombre baryonique et autres nombres quantiques du proton (ou bien hadron en général). En plus des quarks de valence, le proton est constitué d'une mer de paires quark-antiquarks et de partons neutres qui correspondent aux gluons. Il existe donc aussi une densité de gluon qui domine à petit x d'après les observations expérimentales.

La difficulté majeure du calcul de la section efficace vient du fait que les densités partoniques ne sont pas connues. La théorie QCD dans un domaine perturbatif permet seulement de prédire l'évolution des fonctions de structures en fonction de Q^2 ou x ¹⁵. Il faut se placer dans des conditions initiales à une énergie Q_0^2 puis utiliser les équations d'évolution pour en déduire les densités partoniques à une énergie Q^2 choisie. Les données expérimentales de plusieurs expériences (situées au CERN, à HERA, à SLAC etc..) sont utilisées pour paramétrer ces densités. Un ajustement est alors effectué jusqu'à reproduire les observations en utilisant les équations d'évolution.

Les collisionneurs électron-proton, comme celui de HERA, sont très adaptés à ce genre d'études. L'interaction électromagnétique, caractérisée par l'échange d'un photon

¹⁴Contrairement à la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$ la structure du proton n'est pas intacte après diffusion sur un électron.

¹⁵Ce sont les équations d'évolutions DGLAP (en fonction de Q^2) et BFKL (en fonction de x).

virtuel entre l'électron et le quark, permet de sonder la structure interne du proton. Le domaine cinématique permet une étude à grand Q^2 . La densité de gluon peut aussi y être étudiée. Ces informations sont cruciales à la compréhension de la dynamique de l'interaction au TeVatron.

Il existe différentes approches possibles pour détermination des densités partoniques. Le résultat dépend des paramétrisations utilisées ainsi que des données prises en compte dans l'ajustement. Il existe trois grandes familles de paramétrisations : CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD), MRS (Martin, Robert et Stirling) et GRV (Glück, Reya et Vogt). L'incertitude liée au choix des distributions partoniques doit être prise en compte dans les erreurs systématiques de chaque résultat faisant intervenir la mesure d'une section efficace. Un exemple de densité partonique du proton est montrée sur la figure 1.12.

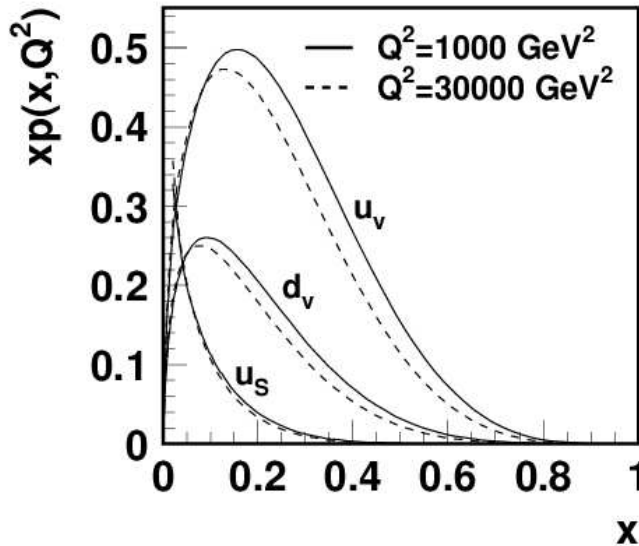


FIG. 1.12 – Exemple de densité partonique du proton pour deux choix de Q^2 arbitraires. u_v et d_v sont les quarks de valences et u_s représente la mer.

Le calcul de la section efficace totale :

Les sections efficaces des diagrammes de l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ont été calculés précédemment. La section efficace totale est obtenue en intégrant les sections efficaces $\sigma_{\text{LO}}[q\bar{q}]$ et $\sigma_{\text{LO}}[gg]$ sur les fractions d'impulsion des deux partons intervenant dans l'interaction :

$$\sigma(p\bar{p}[q\bar{q}] \rightarrow LQ\bar{L}Q) = \int_0^1 d\tau \int_\tau^1 \frac{dx}{x} \sum_{i=1}^{N_f} \left[f_{q_i/p}(x) f_{\bar{q}_i/\bar{p}}\left(\frac{\tau}{x}\right) + f_{\bar{q}_i/p}(x) f_{q_i/\bar{p}}\left(\frac{\tau}{x}\right) \right] \times \sigma_{\text{LO}}[q\bar{q}] \quad (1.23)$$

et

$$\sigma(p\bar{p}[gg] \rightarrow LQ\bar{L}Q) = \int_0^1 d\tau \int_\tau^1 \frac{dx}{x} \left[f_{g/p}(x) f_{g/\bar{p}}\left(\frac{\tau}{x}\right) \right] \times \sigma_{\text{LO}}[gg] \quad (1.24)$$

où

- $\tau = \hat{s}/s$ avec $\hat{s} = x_1 x_2 s$, x_1 et x_2 étant les fractions d'impulsions des deux partons prenant part à l'interaction. $\sqrt{\hat{s}}$ est l'énergie dans le centre de masse.
- x est la fraction d'impulsion emportée par le parton.
- $f_{a/b}(x)$ est la densité de probabilité de trouver un parton a dans le hadron b avec la fraction d'impulsion x .
- N_f est le nombre de saveurs des partons contenues dans le hadron.

Ce calcul se base sur l'hypothèse de factorisation qui stipule que la partie non perturbative de l'interaction (incluse dans les fonctions de structures) peut être séparée de la partie perturbative (les diagrammes de Feynman de la figure 1.10). Cette séparation est montrée sur la figure 1.13.

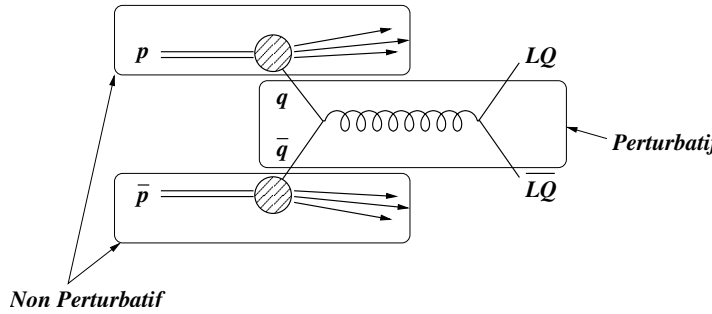


FIG. 1.13 – Diagramme de production d'une paire de leptoquarks par annihilation d'une paire quark-antiquark au Tevatron. La factorisation permet de séparer les domaines perturbatif et non perturbatif.

La section efficace totale est ensuite corrigée pour obtenir le résultat à l'ordre supérieur des perturbations dit NLO pour « Next to Leading Order ». Les contributions sont de plusieurs types :

- les collisions quark-gluon montrées sur la figure 1.14 doivent être prises en compte. Ils sont de l'ordre de $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$.

- les radiations de gluons dans l'état final (FSR pour « Final State Radiation ») et dans l'état initial (ISR pour « Initial State Radiation ») :

En prenant le processus d'annihilation d'une paire quark-antiquark, des exemples de radiation de gluon dans l'état initial et final sont montrés sur la figure 1.15.

- les corrections virtuelles :

Les corrections virtuelles correspondent à l'ajout de boucles de particules, aux corrections de vertex pour les quarks, les gluons et les leptoquarks ainsi qu'aux interactions dans les états final et initial. Un exemple de chacune de ces contributions est montré sur la figure 1.16.

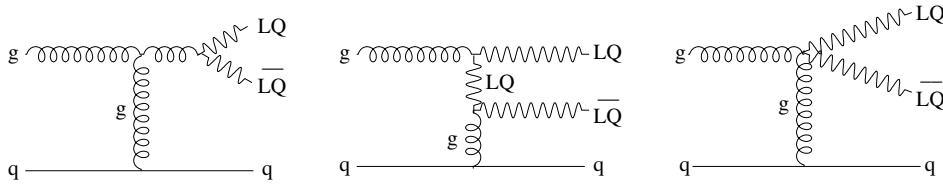


FIG. 1.14 – Diagrammes de Feynman de production de paire de leptoquarks par les processus quark-gluon (qg).

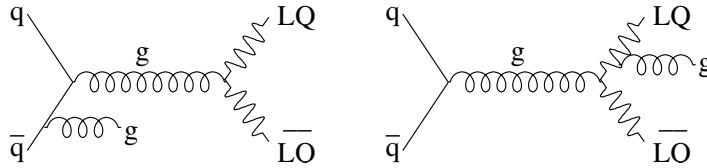


FIG. 1.15 – Diagrammes de Feynman de radiation de gluon dans l'état initial (gauche) et final (droit) pour le processus de production de paire de leptoquarks.

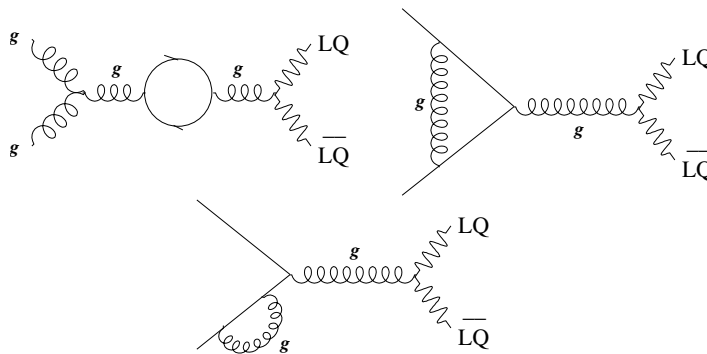


FIG. 1.16 – Diagrammes de corrections virtuelles. Diagramme en boucle (en haut à gauche), correction de vertex (en haut à droite) et interaction dans l'état initial (en bas).

Les contributions associées aux diagrammes de la figure 1.15 et 1.16 peuvent être calculées dans le cadre de la théorie QCD. Par contre l'émission d'un gluon colinéaire introduit un terme divergent. Il en est de même si la fraction d'impulsion x du quark est faible (« soft gluon émission »), c'est la divergence infrarouge. Le dernier cas est en fait compensé par les corrections virtuelles. La divergence associée à l'émission d'un gluon colinéairement à un quark dans l'état initial est absorbée par la définition des densités partoniques.

Pour aller au-delà du premier ordre des perturbations, il convient de renormaliser. Les contributions de types boucles par exemple sont divergentes du fait de l'intégration entre 0 et l'infini de l'impulsion des particules se trouvant dans la boucle. Une échelle d'énergie maximale Λ est définie de façon à imposer une borne supérieure à ce genre d'intégrale. Le développement perturbatif fait alors intervenir des termes dépendants de Λ^2 . Le processus de renormalisation génère des contre-termes les absorbant dans la définition de la constante de couplage forte α_s si bien que l'on obtient la relation suivante :

$$\sigma_s(\mu_o^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f)\log(\frac{\mu_o^2}{\Lambda^2})} \quad (1.25)$$

Le paramètre μ_o est l'échelle de renormalisation qui est souvent choisie comme l'énergie mise en jeu dans le processus et f est le nombre de quarks de masse inférieure à l'échelle μ_o . Le calcul de la section efficace donne un résultat différent suivant que l'on choisi telle ou telle échelle de renormalisation. Une erreur systématique est donc généralement associée au choix de la valeur du paramètre μ_o .

L'évolution en fonction de la masse des leptoquarks :

La section efficace à l'ordre supérieur (NLO) peut être calculée à partir d'un outil basé sur [23]. Il a été modifié pour prendre en compte les nouveaux paramètres de fonctionnement du TeVatron¹⁶. Les densités partoniques de types CTEQ seront utilisées, il s'agit de la version 6.1 que l'on notera par la suite CTEQ6.1 [27].

La contribution à l'ordre supérieur des perturbation à la section efficace totale permet de définir un facteur K qui s'exprime de la façon suivante : $\frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}}$. Le tableau 1.3 donne la valeur de la section efficace totale en fonction de la masse du leptoquark (M_{LQ}) pour une échelle de renormalisation $\mu_o = M_{\text{LQ}}$. L'évolution de la section efficace en fonction de M_{LQ} est montrée sur la figure 1.17.

Le résultat montré sur la figure 1.17 permet de rendre compte de l'importance de l'erreur liée au choix d'échelle de renormalisation dans le calcul de la section efficace totale.

¹⁶l'énergie du centre de masse est passée de 1,8 TeV à 1,96 TeV

Sections efficaces des leptoquarks scalaires			
M_{LQ} (GeV/ c^2)	Section efficace (pb)	Section efficace (pb)	Facteur K
	LO	NLO	
80	33,2	52,4	1,58
85	24,1	37,9	1,57
90	18,0	27,9	1,55
95	13,4	20,8	1,55
100	10,3	15,8	1,53
105	7,95	12,0	1,51
110	6,19	9,31	1,50
115	4,90	7,29	1,49
120	3,89	5,73	1,47
125	3,13	4,56	1,46
130	2,53	3,65	1,44
135	2,06	2,94	1,43
140	1,69	2,38	1,41

TAB. 1.3 – Sections efficaces de production de leptoquarks scalaires avec CTEQ6.1 aux ordres LO et NLO.

1.3.3 Résultats des recherches récentes

Les leptoquarks peuvent être produits à l'aide des collisionneurs e^+e^- (LEP), $e^\pm p$ (HERA) ou bien $p\bar{p}$ (TeVatron). Des exemples de productions de leptoquarks auprès de ces collisionneurs sont montrés sur la figure 1.18.

Les résultats de la recherche de leptoquarks auprès de ces collisionneurs seront présentés dans ce qui suit [24]. Les avantages de chaque collisionneur seront discutés. Les premiers résultats auprès des expériences du LEP débiteront cette partie.

Des résultats récents de recherches directes de leptoquarks auprès des collisionneurs HERA et TeVatron seront ensuite présentés. Les différences d'interprétations des résultats dues à la nature très différentes des collisions produites y seront aussi abordées.

De nombreux états finals peuvent être examinés pour la recherche de leptoquarks (voir paragraphe 1.3.2.2). L'état final étudié dans le chapitre 5 est celui impliquant des jets et de l'énergie transverse manquante qui correspond au cas où les leptoquarks se désintègrent en une paire $q\nu$. Les neutrinos ne sont pas détectés et sont alors responsables du manque d'énergie. Des résultats récents seront donc présentés dans ce qui suit pour les canaux impliquant la désintégration des leptoquarks en quark et neutrino.

Résultats auprès de LEP

Dans les collisionneurs e^+e^- , les leptoquarks peuvent être produits par paire dans la voie s à partir de l'échange d'un photon γ ou bien d'un boson Z . L'échange virtuel est possible dans la voie t comme le montre la figure 1.18 mais dépend de la valeur du couplage λ . La production d'un leptoquark unique dans l'état final est possible à

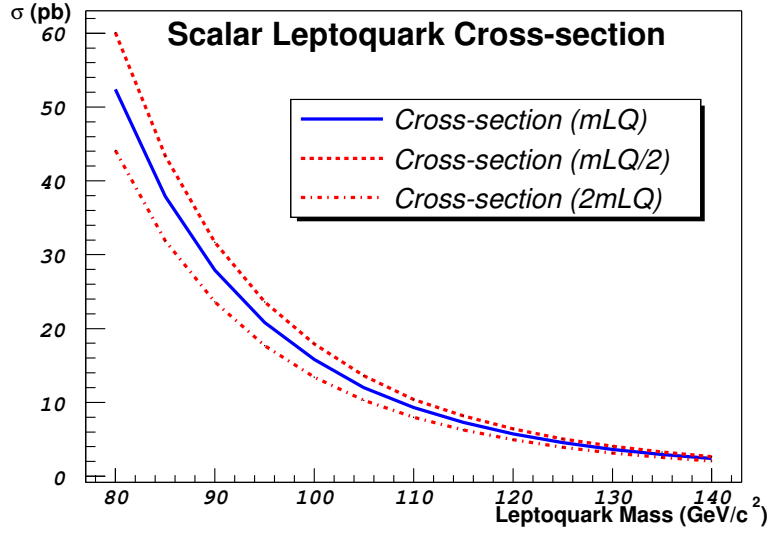


FIG. 1.17 – Évolution de la section efficace σ de production d'une paire de leptoquarks scalaires en fonction de leur masse. La courbe en trait plein représente l'évolution de σ pour une échelle de renormalisation μ_o égale à la masse du leptoquark M_{LQ} , la courbe en pointillés correspond au cas où $\mu_o = M_{LQ}/2$ et la courbe en tirets et pointillés au cas où $\mu_o = 2M_{LQ}$.

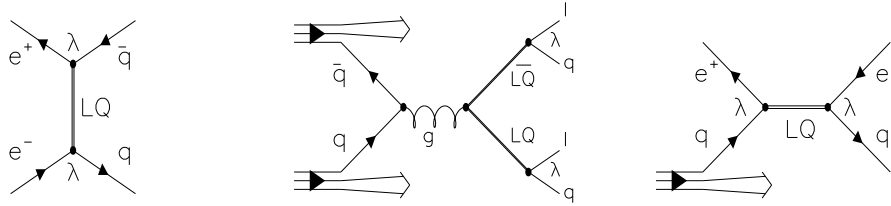


FIG. 1.18 – Échange d'un leptoquark dans la voie t (gauche) dans les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, production de paire de leptoquarks dans la voie s (centre) dans les processus $p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}Q + X$ et résonance dans la voie s (droite) dans les processus $e^+p \rightarrow LQ + X$.

travers le processus $\gamma^*(\rightarrow q\bar{q})e \rightarrow LQ$ mais la sensibilité de LEP_{II} est moindre que celle de HERA dans ce canal particulier. De manière similaire à un collisionneur $p\bar{p}$, tous les types de leptoquarks peuvent être produits dans les processus de production par paire. La région cinématique reste très limitée pour LEP_{II} ($M_{LQ} \leq \sqrt{s}/2$) comparée au TeVatron. La voie t permet tout de même de détecter l'effet des leptoquarks de masse plus élevée que \sqrt{s} sur la section efficace $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Les recherches de leptoquarks auprès des détecteurs ALPEH, DELPHI, L3 et OPAL ont débutées par la production

de paires dans les désintégrations de bosons Z au LEP_I [24]. Pendant la période de fonctionnement du LEP_{II}, la recherche de leptoquarks a été poursuivie dans tous les modes de production et de désintégration pour les trois générations possibles [24].

L'avantage des collisionneurs e^+e^- par rapport aux collisionneurs $p\bar{p}$ est de permettre la distinction entre un leptoquark vecteur et un leptoquark scalaire en observant la distribution angulaire de ces derniers dans l'état final.

Résultats auprès de HERA

Le collisionneur HERA est particulièrement adapté à la recherche de leptoquarks de première génération étant donné la nature des collisions produites (électron-quark). La production des leptoquarks se fait par fusion d'un électron et d'un quark dans la voie s . L'échange est aussi possible dans la voie u .

La région cinématique de ce collisionneur permet de rechercher des leptoquarks jusqu'à $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}/c^2$ dans la voie de production s . Si $M_{\text{LQ}} \leq \sqrt{s}$, les leptoquarks peuvent être produits copieusement dans la voie s autrement seule la voie u peut être sollicitée pour l'échange virtuelle de leptoquarks.

La section efficace de production dépend fortement de la valeur du couplage de Yukawa λ_{lq} . Dans le cas où $M_{\text{LQ}} < \sqrt{s}$ et $\lambda_{lq} \ll 1$, la section efficace est en première approximation proportionnelle à λ_{lq}^2 . Les leptoquarks apparaissent comme des résonances très étroites dans la voie s . Si M_{LQ} est trop élevée et λ_{lq} trop importante, le diagramme d'échange dans la voie u n'est plus négligeable.

La recherche de leptoquark consiste à mettre en évidence une résonance dans le système électron-jet ou bien neutrino-jet dans l'état final. Dans le dernier cas, le bruit de fond provient essentiellement du processus de diffusion profondément inélastique par courant chargé (W). Ce bruit de fond est relativement faible en comparaison au bruit de fond issu des processus QCD pour le canal d'analyse $\nu\nu \text{ jet jet}$ au TeVatron (voir chapitre 5).

Étant donné que la section efficace dépend du couplage λ_{lq} , en plus d'être formulés en fonction du paramètre β (voir paragraphe 1.3.1), les résultats dépendent aussi de la valeur de cette constante de couplage. Les valeurs choisies sont souvent 0,1 et 0,3 pour λ_{lq} . De plus les choses sont un peu différentes si un faisceau de positron ou un faisceau d'électron est utilisé. La raison est qu'à ces grandes valeurs de x , les quarks de valences dominent la distribution de partons et de ce fait les collisions e^+p sont plus sensibles aux leptoquarks $|F| = 0$ et e^-p aux leptoquarks $|F| = 2$. Une subtilité supplémentaire vient s'ajouter, certains leptoquarks se couplent de façon privilégiée à un quark d ou u (voir le tableau des classifications 1.2).

Le tableau 1.24 résume l'ensemble des résultats obtenus par les expériences placées sur le collisionneur HERA pour des leptoquarks scalaires de première, seconde et troisième génération.

Les courbes d'exclusion obtenues par les expériences H1 et ZEUS auprès du collisionneur HERA sont montrées sur la figure 1.19 dans le plan $(M_{\text{LQ}}, \lambda_{lq})$ pour des leptoquarks scalaires. Les courbes d'exclusion dans le plan (M_{LQ}, β) obtenues par l'expérience H1 sont montrées sur la figure 1.20 pour des leptoquarks scalaires.

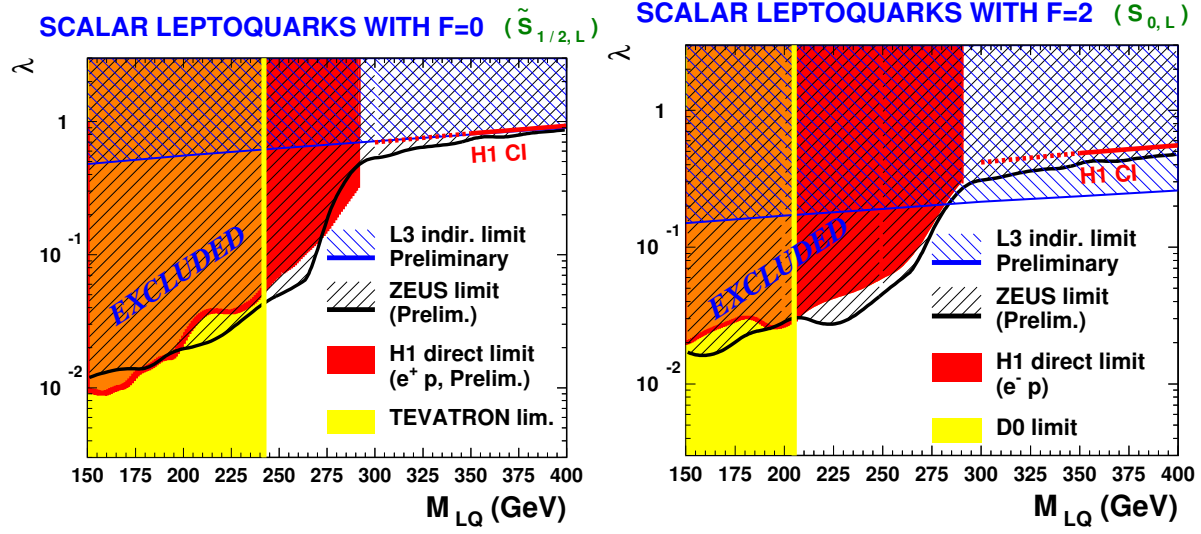


FIG. 1.19 – Exclusion des expériences H1 et ZEUS auprès du collisionneur HERA ([28]) pour des leptoquarks de type $F = 0$ (gauche) et $F = 2$ (droite) pour une valeur de $\beta=1$.

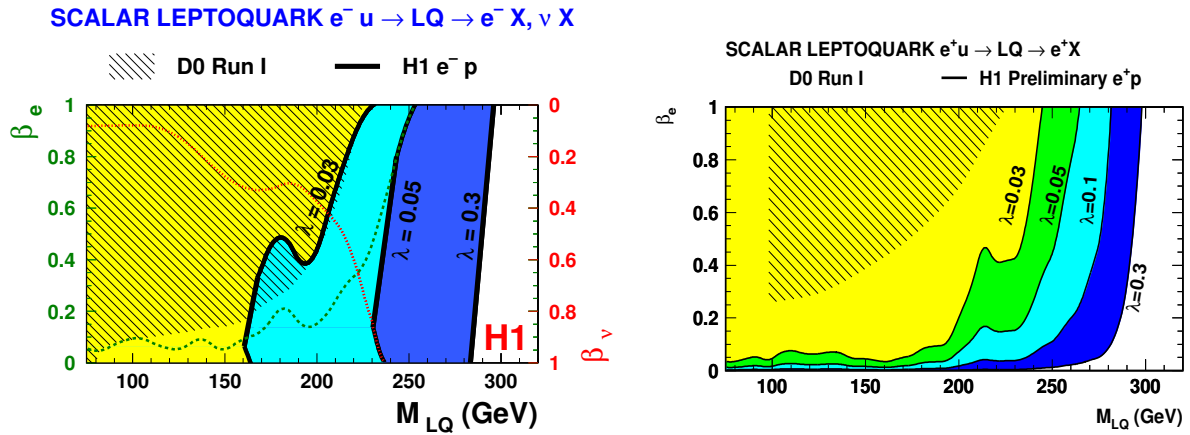


FIG. 1.20 – Exclusions obtenues par l'expérience H1 pour des leptoquarks scalaires à partir des réactions e^-p (gauche) et e^+p (droite). La ligne en pointillés correspond à la limite dans le cas d'un courant chargé (νq) et en tirets il s'agit du cas d'un courant neutre (eq) en prenant $\lambda=0,05$ dans les deux cas.

Résultats auprès du TeVatron

La dynamique de l'interaction auprès du TeVatron a été discutée précédemment. La production de leptoquarks par paire permet d'étudier les trois générations alors

que dans le cas du collisionneur HERA, les contraintes obtenues pour les seconde et troisième générations ne sont significatives que dans les modèles où la saveur du lepton peut être violée.

La constante de couplage n'intervenant pas, les contraintes du TeVatron peuvent être interprétées dans n'importe quel modèle. Dans un régime à petit x le processus de fusion de gluon domine alors qu'à grand x , l'annihilation de paire de quark-antiquark prend le dessus.

Les états finals possibles sont indiqués dans le paragraphe 1.3.2.2. Chacun de ces états finals nécessite une stratégie de réduction du bruit de fond différente. En prenant $\beta = BR(LQ \rightarrow eq)$, on obtient les rapports d'embranchements suivants pour un leptoquark de première génération :

- $(eeqq) = \beta^2$
- $(e\nu qq) = 2\beta(1 - \beta)$
- $(\nu\nu qq) = (1 - \beta)^2$

Des résultats sont maintenant disponibles à partir des données de la seconde phase, le Run II avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. Les résultats de la recherche de leptoquarks dans le canal $\nu\nu qq$ sont montrés dans le tableau 1.21 et les courbes d'exclusions correspondantes sont montrées sur la figure 1.22.

Expérience	Limite sur M_{LQ} (GeV/ c^2)	
	Run I	Run II
DØ	98	$M_{LQ} \notin [85,109]$
CDF		$M_{LQ} \notin [78,117]$

FIG. 1.21 – Limites sur la masse des leptoquarks scalaires dans le canal $p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ obtenues par les expériences DØ ([29] au Run I et [139] au Run II) et CDF ([30]) auprès du collisionneur TeVatron. L'intervalle correspond à un domaine de masse exclu.

Le résultat de l'expérience DØ pour le Run II dans ce canal particulier fait l'objet du travail de thèse rapporté dans ce manuscrit.

Les résultats énoncés dans le tableau 1.21 sont valables pour les trois générations de leptoquarks. Les résultats obtenus par les expériences du TeVatron dans les autres canaux et pour les trois générations sont résumés dans le tableau 1.24. Les courbes d'exclusion dans les canaux $eeqq$ seuls et combinés avec $e\nu qq$ sont montrées sur la figure 1.23.

Le Futur : LHC et NLC

Les futurs collisionneurs LHC (Large Hadron Collider au CERN) et le NCL (Next Linear Collider) permettront de poursuivre la recherche de leptoquarks. Le LHC sera un collisionneur de protons tandis que le NLC sera un collisionneur d'électrons. L'énergie disponible dans le centre de masse du LHC sera de 14 TeV qui permettra d'étendre considérablement le domaine cinématique d'une telle recherche. Si les leptoquarks sont

mis en évidence au LHC, le NLC pourra en étudier les propriétés [31] que si ces derniers sont suffisamment légers.

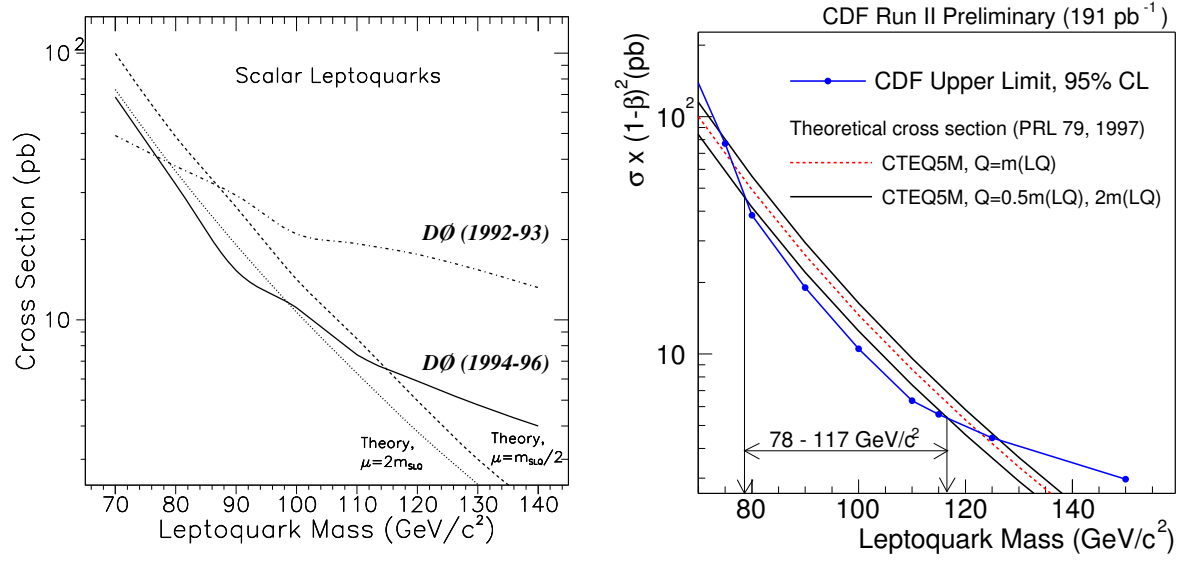


FIG. 1.22 – Courbe d'exclusion pour le canal $\nu\nu qq$ des expériences DØ Run I (gauche) et CDF Run II (droite).

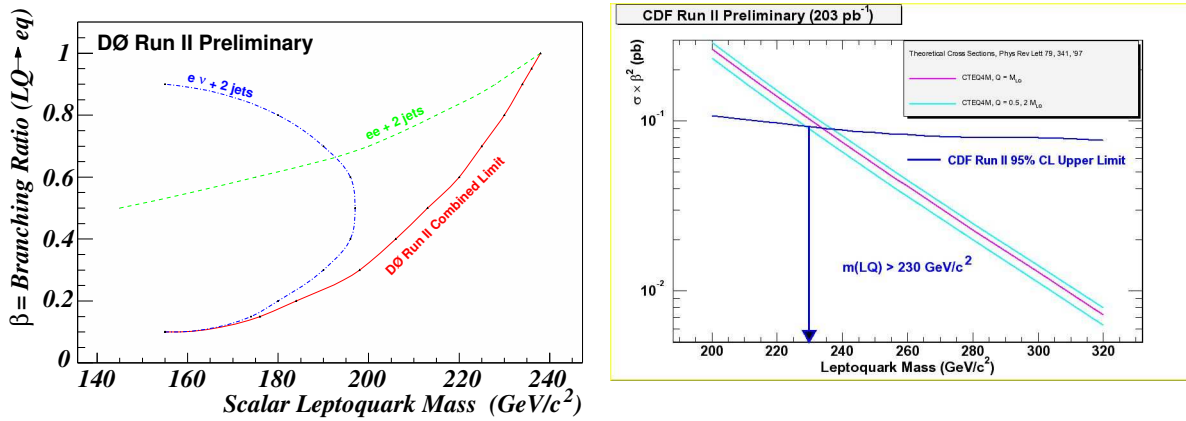


FIG. 1.23 – Courbe d'exclusion combinée pour les canaux $eeqq$ et $e\nu qq$ de l'expérience DØ au Run II (gauche) et pour le canal $eeqq$ seul pour l'expérience CDF au Run II (droite) avec $\beta=1$.

1.4 Conclusion

Le cadre théorique de la physique des particules vient d'être présenté. Le Modèle Standard reste une théorie très satisfaisante mais elle n'est peut être que la première brique d'une théorie plus fondamentale. Les leptoquarks font leur apparition dans un nombre important de modèles cherchant à aller au-delà du Modèle Standard. Le modèle effectif est considéré comme le support phénoménologique de cette recherche de leptoquarks dans la topologie à jets et énergie manquante. Une recherche directe de leptoquarks à partir des données collectées par l'expérience DØ sera décrite dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

Canal	Limite inférieure sur M_{LQ} (GeV/ c^2)			
	Tous λ_{lq}	$\lambda_{lq} \geq 0, 1$	$\lambda_{lq} \geq 0, 3$	β
Contraintes sur les leptoquarks de 1^{ère} Génération				
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow eeqq$	242	-	-	1
$e^+u \rightarrow LQ^{F=0} \rightarrow eq$	-	282	298	
$e^+d \rightarrow LQ^{F=0} \rightarrow eq$	-	246	270	
$e^-u \rightarrow LQ^{F=2} \rightarrow eq$	-	276	295	
$e^-d \rightarrow LQ^{F=2} \rightarrow eq$	-	249	278	
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \nu qq(ee qq, \nu \nu qq)$	204	-	-	1/2
$e^+u \rightarrow LQ^{F=0} \rightarrow eq$	-	275	292	
$e^+d \rightarrow LQ^{F=0} \rightarrow eq, \nu q$	-	235	265	
$e^-u \rightarrow LQ^{F=2} \rightarrow eq, \nu q$	-	271	294	
$e^-d \rightarrow LQ^{F=2} \rightarrow eq$	-	231	271	
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \nu \nu qq$	98	-	-	0
$e^+u \rightarrow LQ^{F=0} \rightarrow \nu q$	-	237	262	
$e^-u \rightarrow LQ^{F=2} \rightarrow \nu q$	-	268	293	
Contraintes sur les leptoquarks de 2^{nde} Génération				
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \mu\mu qq$	202	-	-	1
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \mu\nu qq(\mu\mu qq, \nu\nu qq)$	180	-	-	1/2
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \mu\mu cc$	123	-	-	0
$p\bar{p} \rightarrow LQL\bar{Q} \rightarrow \nu\nu qq$	98	-	-	
Contraintes sur les leptoquarks de 3^{ème} Génération				
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \tau\tau qq$	99	-	-	1
$p\bar{p} \rightarrow LQLQ \rightarrow \nu\nu bb$	128	-	-	0
$p\bar{p} \rightarrow LQL\bar{Q} \rightarrow \nu\nu qq$	98	-	-	

FIG. 1.24 – Limites inférieures sur la masse des leptoquarks scalaires à 95% de niveau de confiance obtenues auprès des collisionneurs HERA et TeVatron (Run I). Les contraintes sur les trois générations de leptoquarks sont présentées.

Chapitre 2

Accélérateur et Détecteur

Ce chapitre est consacré à la description de la chaîne d'accélération du Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) et du détecteur de particules DØ. Le collisionneur TeVatron et ses caractéristiques de fonctionnement seront présentés en premier lieu. Les appareillages constituant le détecteur DØ seront ensuite décrits. Leurs performances ainsi que l'interprétation des données collectées seront abordées en détail.

2.1 La chaîne d'accélération

Le TeVatron est un collisionneur de protons et d'antiprotons situé au Fermilab dans l'ouest de la périphérie de Chicago aux États-Unis. Cet accélérateur de particules dispose d'un anneau principal d'une dimension de 6,3 km de circonférence. Sa première phase de fonctionnement se déroula de 1992 à 1996 avec une énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) de 1,8 TeV. Durant cette période appelée Run I, les expériences DØ et CDF ont enregistré 120 pb^{-1} de données qui ont permis de mettre en évidence le quark top [32].

Motivée par la nécessité de mesurer avec précision les propriétés du boson W et du quark top, une seconde phase de fonctionnement, dite de haute luminosité, a démarré en Mars 2001. Un arrêt de 5 ans aura été nécessaire pour préparer l'accélérateur ainsi que les expériences à cette nouvelle période de prise de données, le Run II. Bien que la taille de l'anneau de collisions soit restée la même, la chaîne d'accélération en amont a été modifiée dans le but d'atteindre une plus haute énergie dans le centre de masse ainsi qu'une plus haute luminosité [33]. Ces modifications permettront à terme d'excéder de plusieurs fois les spécifications nominales de cette machine. Le Run II a pour objectif d'atteindre une luminosité intégrée de $8,5 \text{ fb}^{-1}$ en 2009 [33] par expérience avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. La première étape, appelée le Run IIa, consiste à collecter $1,5 \text{ fb}^{-1}$ par expérience. Au bout de cette étape, le détecteur de vertex au silicium de l'expérience devra subir des modifications. L'ajout d'une couche interne supplémentaire est prévue pour pallier la dégradation des performances due au rayonnement intense à proximité des faisceaux.

La statistique accumulée pendant le Run II permettra d'entreprendre la recherche du boson de Higgs ainsi que l'exploration d'une éventuelle nouvelle physique au-delà

du Modèle Standard. La figure 2.1 représente le complexe d'accélérateurs du Fermilab ainsi que l'emplacement des détecteurs de particules CDF et DØ.

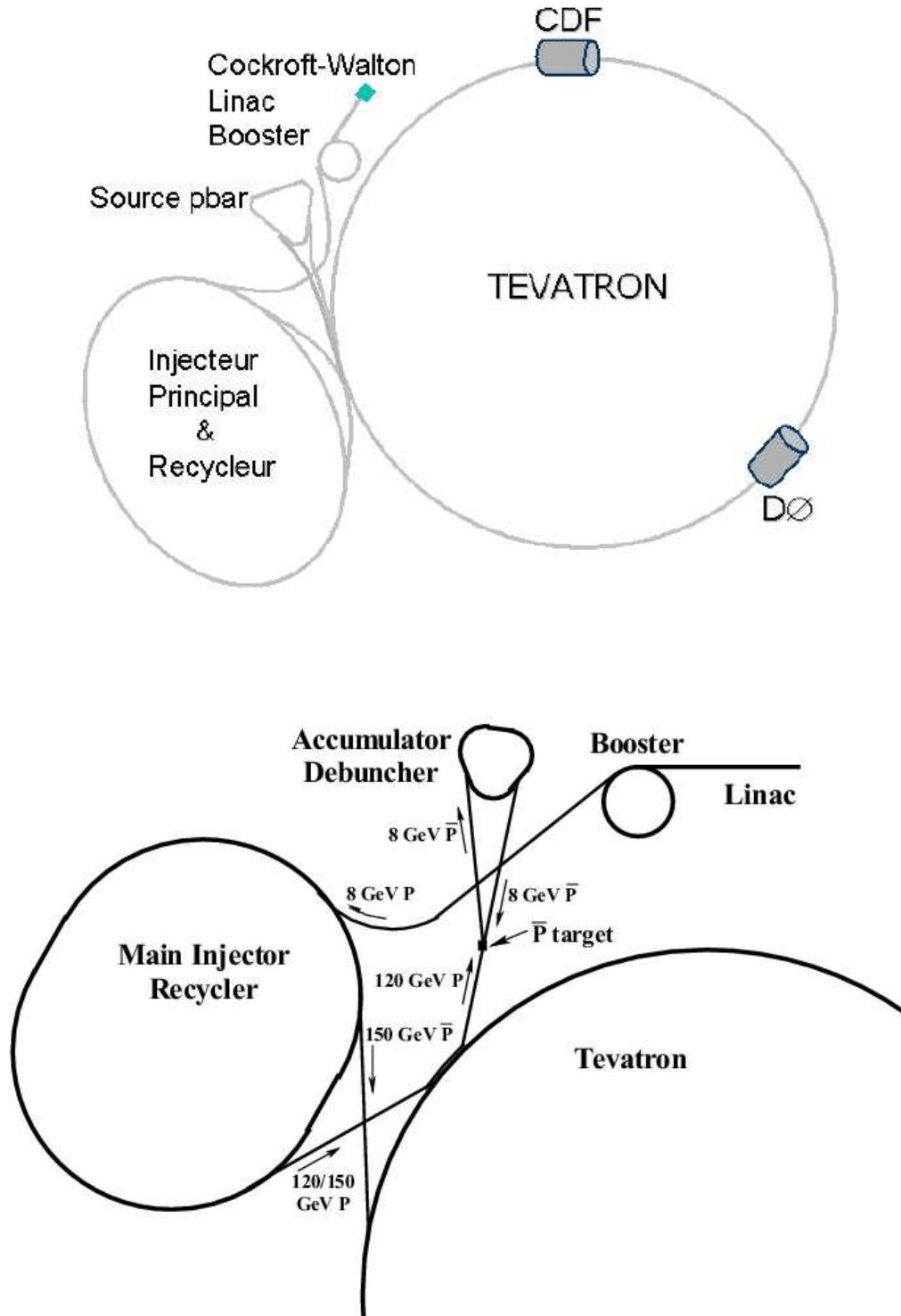


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs du Fermilab avec les expériences DØ et CDF.

2.1.1 Les collisionneurs proton-antiproton

Il y a quatre caractéristiques qui décrivent les faisceaux mis à disposition dans un collisionneur :

- Le type de particules accélérées.
- L'énergie mise en jeu dans la collision.
- La luminosité instantanée.
- La luminosité intégrée.

1. Le type de particules :

Historiquement, les collisionneurs hadroniques sont des machines de «découverte» alors que les anneaux de collisions d'électrons ont permis la mesure très précise de nombreux paramètres du Modèle Standard. L'avantage des collisionneurs à hadrons est l'énergie dans le centre de masse élevée dont ils bénéficient, ce qui a permis entre autres de découvrir des particules de masse élevée telles que les bosons W et Z (UA1 et UA2 au CERN) ainsi que le quark top (DØ et CDF à Fermilab). Le principal avantage des collisionneurs e^+e^- est la simplicité de l'état initial (l'énergie dans le centre de masse est connue).

2. L'énergie disponible :

L'énergie disponible dans un collisionneur de particules est l'énergie mesurée dans le référentiel du centre de masse de la collision. On note cette énergie \sqrt{s} où s est la variable de Mandelstam. Si les faisceaux ont une énergie E_1 et E_2 alors $\sqrt{s} = \sqrt{4E_1E_2}$. Dans le cas du Tevatron et des collisionneurs hadroniques en général, les collisions élémentaires font intervenir les partons (quarks et gluons) qui emportent une fraction x de l'énergie du faisceau (voir chapitre 1, paragraphe 1.3.2.3). On obtient alors $\sqrt{s} = \sqrt{4x_1E_1x_2E_2}$. L'énergie disponible dans un collisionneur est quand même simplement exprimée comme $\sqrt{s} = 2 \times E_{\text{faisceau}}$ soit 1,96 TeV pour le Tevatron au Run II.

3. Luminosité instantanée et intégrée dans un collisionneur $p\bar{p}$:

La luminosité instantanée estime le nombre de collisions que l'accélérateur peut fournir par seconde. C'est une caractéristique essentielle car elle définit en quelque sorte la physique qu'il est possible d'étudier ou bien de découvrir avec celui-ci. Elle est définie comme suit :

$$dN/dt = \mathcal{L}\sigma \quad (2.1)$$

où dN/dt est le nombre d'interactions par unité de temps et σ est la section efficace.

La luminosité s'exprime alors¹ :

$$\mathcal{L} = kF \frac{N_p N_{\bar{p}}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.2)$$

où

- k est le nombre de paquets de protons (et d'antiprotons) dans le collisionneur.

¹Il s'agit ici d'une forme simplifiée, la formule exacte se trouve dans [37] ou [36].

- F est la fréquence de révolution des paquets au point de collision considéré.
- $N_p(N_{\bar{p}})$ est le nombre de protons (antiprotons) dans un paquet.
- σ_x et σ_y correspondent aux dimensions suivant l'axe x et y de la section transverse du faisceau. On suppose ici que les particules sont distribuées suivant une gaussienne dans ces 2 directions.

La luminosité s'exprime donc en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dans le but d'atteindre une luminosité élevée, il est nécessaire d'avoir un nombre très important de particules par paquet ainsi qu'une section transverse du faisceau la plus petite possible.

Le TeVatron se comporte comme un anneau de stockage où le nombre de particules par paquet diminue au cours du temps. La luminosité instantanée dépend alors du temps. La luminosité intégrée est l'intégrale de la luminosité instantanée pendant une durée de temps donnée : $L = \int \mathcal{L}(t)dt$. Elle s'exprime en cm^{-2} ou plus communément en pb^{-1} ou bien en fb^{-1} avec $1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^{-2}$.

2.1.2 Le complexe d'accélérateurs

Ce paragraphe présente l'ensemble de la chaîne d'accélération de Fermilab pour le Run II [33] visible sur la figure 2.1.

2.1.2.1 La Source d'ions H^- et le pré-accélérateur de Cockcroft-Walton :

Le procédé consiste à ioniser de l'hydrogène puis à faire dériver les protons ainsi formés vers une plaque de métal. Des ions H^- sont alors créés en arrachant des électrons provenant de cette plaque. Ces ions sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 750 keV par l'accélérateur de Cockcroft-Walton avant d'être injectés dans l'accélérateur linéaire.

2.1.2.2 L'accélérateur Linéaire : Le Linac.

Cet accélérateur linéaire à une longueur de 130 m et se compose d'un ensemble de cavités radio-fréquence permettant l'accélération des ions H^- jusqu'à une énergie de 400 MeV. Les ions H^- sont transférés dans le synchrotron Booster par paquets consécutifs. L'ensemble de ces paquets forme un « pulse » contenant $6,3 \times 10^{12}$ ions H^- .

2.1.2.3 L'accélérateur synchrotron : Le Booster.

Le booster est un accélérateur synchrotron circulaire de 475 m de circonférence. Il se compose d'un ensemble de cavités radio-fréquence accélératrices ainsi que d'un ensemble d'aimants servant à courber et focaliser le faisceau de protons. Les ions H^- sont déshabillés de leurs électrons avant de subir une phase d'accélération progressive jusqu'à atteindre une énergie de 8 GeV.

2.1.2.4 L'injecteur principal :

C'est la dernière étape de pré-accélération avant le TeVatron. Ce synchrotron à une circonférence de 3,3 km et se compose aussi de cavités accélératrices et d'aimants dédiés à l'optique du faisceau. Il y a deux modes de fonctionnement :

- Le mode collisionneur :

L'injecteur accélère les protons de 8 à 150 GeV et forme des paquets intenses contenant environ 3×10^{11} protons destinés à être injectés dans le TeVatron.

- Le mode production d'antiprotons :

L'injecteur accélère des faisceaux de plus haute intensité (soit 5×10^{12} protons par paquet) jusqu'à 120 GeV avant transfert vers la cible de production d'antiprotons.

2.1.2.5 La station cible, le debuncher et l'accumulateur :

Les antiprotons sont produits en bombardant une cible de Nickel avec des protons de 120 GeV provenant de l'injecteur principal. La cible a une dimension de 10 cm de diamètre pour une épaisseur de 2 cm. Les produits sont alors focalisés au moyen d'une lentille magnétique au lithium et un aimant dipolaire permet ensuite de sélectionner les antiprotons. Cette réaction est très peu productive car il faut environ 50000 protons pour produire un antiproton, d'où la nécessité d'utiliser un faisceau de protons très intense. Le rendement fut aussi amélioré par l'utilisation d'une meilleure focalisation des particules. Les antiprotons ainsi créés sont guidés vers le debuncher.

Le debuncher est un tube de forme triangulaire de 505 m de long qui a pour fonction principale de réduire la dispersion en énergie, position et angle des paquets d'antiprotons provenant de la cible fixe. A la sortie du debuncher les antiprotons sont injectés dans l'accumulateur sous forme d'un faisceau quasi monoénergétique grâce au refroidissement. L'accumulateur permet ensuite de regrouper les antiprotons par paquets avec une énergie de 8 GeV. Ce processus d'empilement des antiprotons peut prendre plusieurs heures.

2.1.2.6 Le TeVatron :

Le TeVatron est un synchrotron destiné à accélérer les faisceaux de protons et d'antiprotons jusqu'à une énergie de 980 GeV. Ces faisceaux entrent en collisions en deux points de l'anneau où sont situés les détecteurs DØ et CDF. Le TeVatron comporte 770 aimants supraconducteurs pouvant générer un champ de 4,3 T. Un total de 99 cellules focalisantes ainsi que 8 cavités radio-fréquence assurent la focalisation dans les directions transverse et longitudinale ainsi que l'accélération des faisceaux de 150 à 980 GeV. Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont composés de 36 paquets organisés en trois groupes séparés de 2,6 μ s. Les paquets sont séparés entre eux de 396 ns au sein d'un même groupe.

Les paramètres de fonctionnement du TeVatron sont présentés dans le tableau 2.1. On peut constater que les différences majeures entre le Run I et Run II, sont l'énergie dans le centre de masse et la luminosité. L'accroissement de l'énergie dans le centre de masse permet une hausse de près de 40% de la section efficace de production d'une

paire de quarks top ainsi qu'une hausse de 20% de celle du boson de Higgs dans le cas standard.

Le TeVatron est le collisionneur le plus puissant du monde à l'heure actuelle avant la mise en fonction du Large Hadron Collider (LHC) au Laboratoire Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN).

2.1.2.7 Le recycleur

Un facteur limitatif important à l'obtention d'une haute luminosité dans les collisionneurs $p\bar{p}$, est le nombre d'antiprotons. L'anneau recycleur est placé dans le même tunnel que l'injecteur principal [34]. Il permet de stocker jusqu'à 2×10^{12} antiprotons supplémentaires avec un système de refroidissement par électrons plus adapté aux faisceaux très intenses[35].

2.1.2.8 Périodes de prise de données et Luminosité

Les prises de données

Les prises de données au TeVatron sont rythmées par une succession de périodes de collisions et périodes d'injections de protons et d'antiprotons. Les antiprotons sont produits pendant la période de collisions. Le cycle de production d'antiprotons prend environ 10 heures et un cycle de collisions, appelé « store » (remplissage), dure environ 15 heures.

L'expérience DØ organise ses prises de données en plages de 4 heures, appelées « Run », séparées de quelques minutes. Ces plages permettent la collection d'environ 500000 événements en moyenne.

La luminosité et performances

La figure 2.2 montre la luminosité délivrée par semaine et la luminosité intégrée depuis Mars 2001. La luminosité délivrée par semaine a atteint une valeur dépassant les 12 pb^{-1} . Le record de luminosité initiale s'élève à $102,4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ atteint en Juin 2004. L'évolution de luminosité initiale pour chaque store en fonction du temps depuis le début du Run II est illustrée sur la figure 2.3. Les plateaux visibles sur les figures 2.2 et 2.3, représentent des périodes pendant lesquelles, le TeVatron était en arrêt pour maintenance.

Malgré un démarrage difficile, le TeVatron atteint progressivement des caractéristiques de fonctionnement correspondant à celles fixées pour le Run II. Plusieurs problèmes ont été responsables de la limitation de l'augmentation de la luminosité, comme entre autre la perte importante de particules lors du transfert d'un accélérateur à un autre. L'interaction faisceau-faisceau est aussi un facteur limitatif. L'amélioration de l'optique de focalisation permet maintenant de produire des faisceaux plus intenses. Le recycleur est en fonctionnement depuis début 2004 comme anneau de stockage d'antiprotons supplémentaire [38]. L'arrêt de prise de données qui a débuté en fin Août 2004 pour une période de trois mois, permettra d'apporter des modifications au recycleur

pour améliorer son fonctionnement et d'installer complètement le système de refroidissement par électrons [38]. Ce dernier devrait être totalement opérationnel en Juin 2005.

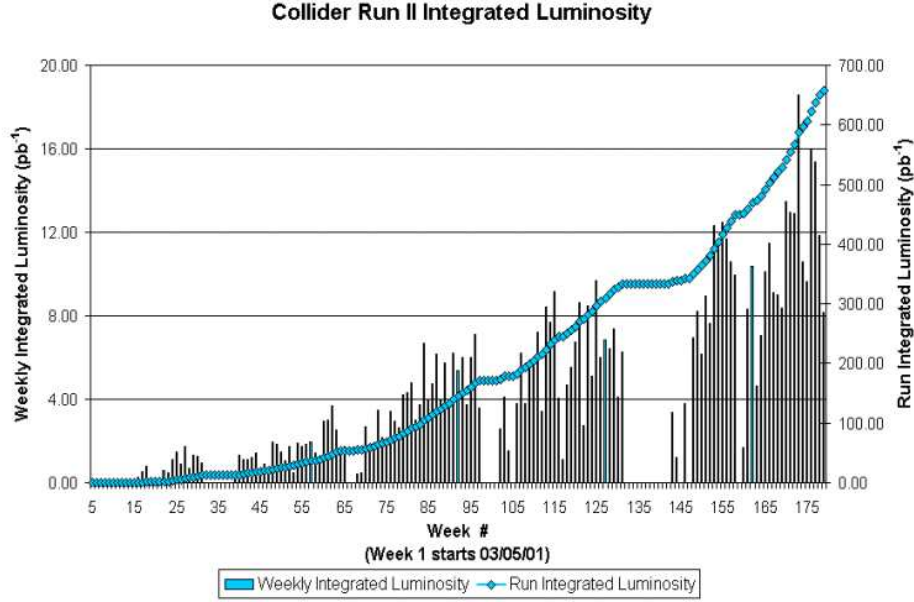


FIG. 2.2 – Luminosité intégrée par semaine et depuis le début des opérations en 2001.

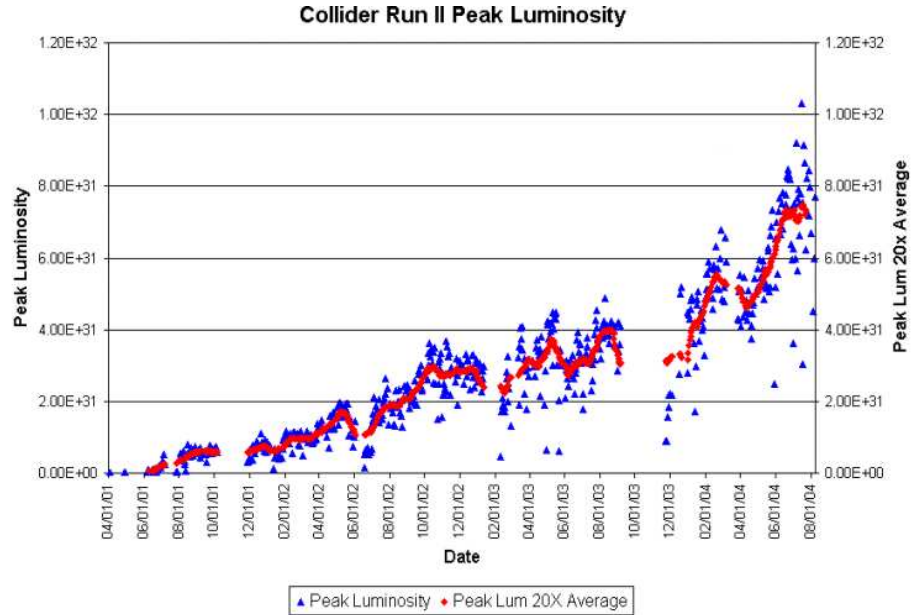


FIG. 2.3 – Évolution de la luminosité instantanée initiale en fonction du temps depuis le début des opérations. Les points rouges sont les moyennes sur 10 stores consecutifs.

RUN	Ib (1993-95)	II (2003)	II (2004)	Unités
nbre de p/bunch	$2,3 \times 10^{11}$	$2,3 \times 10^{11}$	$2,4 \times 10^{11}$	
nbre de \bar{p} /bunch	$5,5 \times 10^{10}$	$2,2 \times 10^{10}$	$3,0 \times 10^{10}$	
nbre de total de \bar{p}	$3,3 \times 10^{11}$	$9,1 \times 10^{11}$	$1,1 \times 10^{12}$	
taux de production de \bar{p}	$4,2 \times 10^{10}$	$6,9 \times 10^{10}$	$7,6 \times 10^{10}$	h^{-1}
émittance des p	23π	19π	20π	mm – mrad
émittance des \bar{p}	13π	14π	15π	mm – mrad
énergie des faisceaux	900	980	980	GeV
nbre de paquets de p	6	36	36	
nbre de paquets de \bar{p}	6	36	36	
longueur d'un paquet (rms)	0,6	0,6	0,54	m
angle de croisement	0	0	0	μrad
luminosité	$0,16 \times 10^{31}$	$0,37 \times 10^{32}$	$0,52 \times 10^{32}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
luminosité intégrée	3.2	6,4	10,4	$\text{pb}^{-1}/\text{semaine}$
temps entre les croisements	~ 3500	396	396	ns
nbre d'interactions par croisement	2.5	1	1.7	

TAB. 2.1 – Les paramètres principaux du TeVatron et leur évolution du Run I au Run II [36, 37].

2.2 Le détecteur DØ

La construction du détecteur DØ fut achevée en 1992. L'environnement hadronique du TeVatron représente une difficulté importante à la mise en place d'un détecteur performant. Les contraintes sont d'autant plus fortes que le détecteur doit fonctionner pendant une période de prise de données de haute luminosité. Comme le complexe d'accélérateurs, ce dernier a subi de nombreuses modifications en vue d'être adapté aux conditions de fonctionnement du Run II. Le détecteur DØ est représenté sur la figure 2.4. Il se compose essentiellement de trois systèmes de détection [39, 40, 41] :

- Un calorimètre.
- Le système de détection de traces chargées.
- Le détecteur de muons.

Le détecteur est traversé de part et d'autre par le tube à vide dans lequel les faisceaux de protons et d'antiprotons se propagent. Les détecteurs de traces, de forme cylindrique, se placent au plus près de la région de collision. Le calorimètre vient entourer le système de détection des traces. Il se compose de trois parties, un calorimètre central et deux bouchons. Les détecteurs de muons sont placés autour du calorimètre et s'organisent en une partie centrale, parallèle à la direction des faisceaux et deux parties avants et arrière perpendiculaires à cette même direction.

Cette architecture est identique à celle du détecteur employé durant le Run I. Certains éléments ont été conservés, c'est le cas du calorimètre par exemple, alors que d'autres ont été améliorés ou bien remplacés. Les principales modifications du détecteur sont [40, 41] :

- Un aimant solénoïdal supraconducteur de 2 T a été installé à l'intérieur des parois du calorimètre dans le but de courber les trajectoires des particules chargées.
- Un nouveau système de détections des traces :
Ce dernier se compose de deux sous-systèmes, un détecteur en silicium et un détecteur à fibres scintillantes. Ils permettent la mesure de l'impulsion des particules ainsi que la détermination des positions des vertex primaires et secondaires. La couverture angulaire est suffisante pour mesurer l'impulsion dans toute la région centrale et reconstruire les vertex dans la plus grande partie de la région lumineuse du TeVatron.
- Les détecteurs de pieds de gerbe :
Ces nouveaux détecteurs viennent s'insérer après l'aimant solénoïdale ainsi que sur les parois des calorimètres avants et arrière. Ils ont pour but d'améliorer la détection des électrons et des photons.
- Améliorations du système de détection des muons :
Des chambres proportionnelles ont été remplacées et de nouveaux scintillateurs ont été installés dans les régions centrale et avant-arrière.

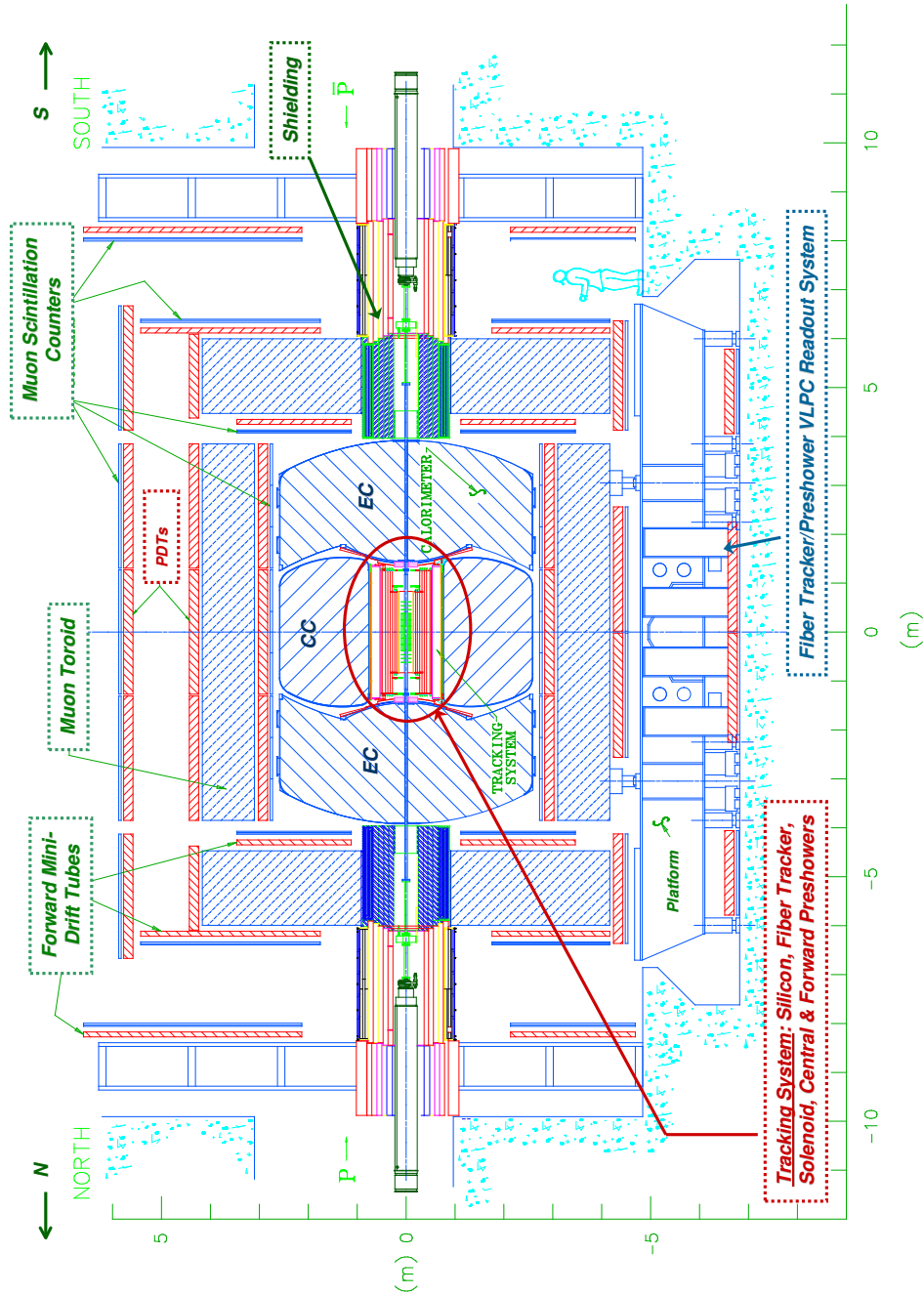


FIG. 2.4 – Le détecteur DØ.

Le détecteur DØ n'a pas seulement subi des modifications de ses sous-systèmes mais aussi le remplacement de l'ensemble de l'électronique de lecture. Ce changement fut nécessaire pour s'adapter à une période de croisement des faisceaux de 396 ns. Le déclenchement, de même que l'acquisition, ont été remplacés et restructurés. Le Run II a débuté en Mars 2001 et le détecteur fut complètement installé et opérationnel au printemps 2002.

Les parties suivantes décriront en détail l'ensemble des sous-détecteurs et le système de déclenchement de l'expérience DØ. Le détecteur sera décrit tel qu'il est en fonctionnement aujourd'hui. La reconstruction des événements ainsi que la simulation seront abordés par la suite.

2.2.1 Les éléments de détection

Avant de passer en revue les éléments de détection du détecteur DØ, il est nécessaire de présenter les variables généralement choisies pour décrire la physique dans un environnement hadronique comme celui-ci.

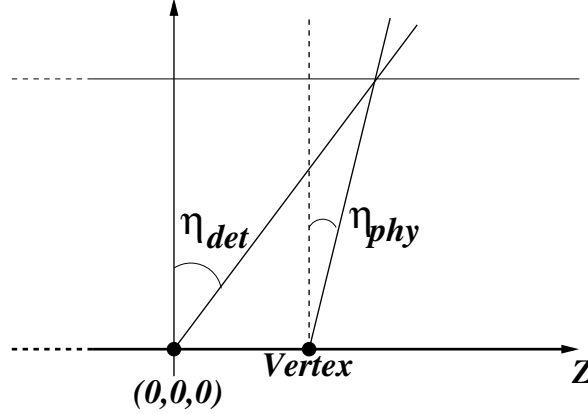
Un système de coordonnées cylindriques est utilisé où l'axe z correspond à l'axe du faisceau et le centre du détecteur est choisi comme origine. Le sens positif de l'axe z est pris comme étant la direction des protons dans le détecteur (voir figure 2.4). La pseudo-rapacité η est plus communément employée que l'angle polaire θ ($\theta = 0$ le long du faisceau). La pseudo-rapacité est une approximation relativiste de la rapidité y . Dans le cas d'une transformation suivant l'axe z , elle est exprimée comme suit :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) \simeq \eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \text{ (si } p \gg m) \quad (2.3)$$

La pseudo-rapacité peut être calculée soit par rapport à la position du centre du détecteur soit par rapport au vertex de l'interaction. Du fait de la taille finie des faisceaux, ces derniers se recouvrent sur une distance elle aussi finie de telle façon que la distribution du vertex primaire suivant l'axe z suit une distribution gaussienne centrée sur 0 et d'une largeur de 25 cm environ. On notera η_{det} , la pseudo-rapacité déterminée par rapport au centre du détecteur et η_{phy} celle par rapport au vertex primaire (voir figure 2.5).

Comme indiqué dans le paragraphe 2.1.1, les collisions font intervenir les partons. L'interaction dure est l'interaction prenant place entre un parton du proton et un autre de l'antiproton. Le référentiel du centre de masse de la collision est donc en mouvement par rapport au référentiel du laboratoire.

Les partons ne participant pas à l'interaction dure, appelés partons spectateurs, produisent des jets de particules vers l'avant et l'arrière du détecteur. Une partie de cette énergie n'est pas mesurable car un nombre important de particules produites ne quittent pas le tube à vide. Il est donc plus commode d'exprimer la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans le plan transverse. Les variables d'énergie et d'impulsion sont exprimées par leurs composantes transverses (E_T et p_T).

FIG. 2.5 – Définition de η_{det} et η_{phy} .

2.2.1.1 Les détecteurs de traces

Le système de détection de traces du détecteur DØ est l'une des améliorations majeure du détecteur pour le Run II. Il se compose des éléments suivants :

- Le détecteur de vertex ou Silicon Microstrip Tracker (SMT)
- Le détecteur à fibres scintillantes ou Center Fiber Tracker (CFT)
- Les détecteurs de pieds de gerbe central et avants ou CPS et FPS pour Central Preshower et Forward Preshower respectivement.

Le détecteur de vertex vient s'insérer à l'intérieur du détecteur à fibres scintillantes comme l'illustre la figure 2.8. Le SMT est très proche de la région lumineuse de façon à apporter une information précise sur la trajectoire des particules proche de l'interaction dure. Cette information vient compléter celle du CFT dans la reconstruction des trajectoires des particules chargées. Les trajectoires sont courbées à l'aide d'un aimant de 2 T placé autour de cet ensemble. Le champ magnétique intense et uniforme (à 0,5% environ) créé par le solénoïde vient compenser le volume de détection limité. La matière supplémentaire ajoutée par le solénoïde, joue le rôle d'absorbeur dans lequel les particules vont initier des gerbes. Des détecteurs de pieds de gerbe ont été placés dans le but d'éviter une dégradation trop importante de la résolution en énergie du calorimètre.

Le détecteur de vertex (SMT)

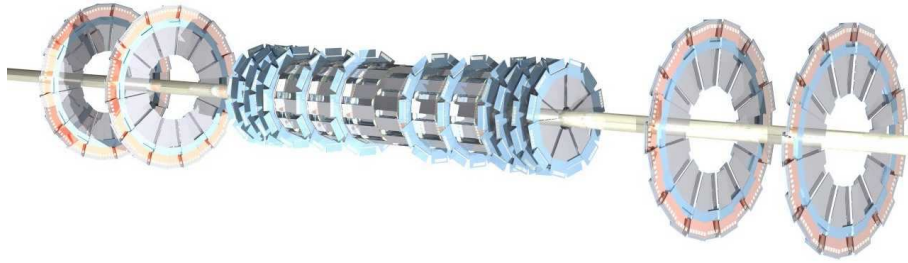


FIG. 2.6 – Vue tridimensionnelle du SMT.

Le détecteur de vertex est placé au plus proche de la région d'interaction [42]. Il s'étend sur une longueur suffisamment grande pour couvrir l'ensemble de la région lumineuse dans laquelle la position du vertex peut s'étaler jusqu'à plus ou moins 15 cm par rapport à la position d'origine du détecteur. Le SMT a été conçu pour reconstruire la position du vertex en trois dimensions. L'acceptance en pseudo-rapacité du SMT est de $|\eta| \leq 3$. Différents types de détecteurs au silicium sont employés : certains ne mesurent que la position dans le plan transverse à l'axe du faisceau et d'autres sont capable d'une mesure à la fois transverse et longitudinale. La nécessité de cette diversité est motivée par le besoin de reconstruire la position du vertex au moyen de particules traversant différentes régions angulaires.

Le détecteur de vertex est représenté sur la figure 2.6. La région centrale s'étend sur 70 cm et se compose de 6 tonneaux de 12 cm de long. Ils sont séparés par des interstices de 8 mm dans lesquels viennent s'insérer les disques F. Cette association permet une couverture angulaire allant jusqu'à $|\eta| \leq 1,5$. Il y a un disque F par tonneau ainsi que 6 autres disposés aux extrémités de l'élément central soit un total de 12 disques F. Les disques H sont ensuite placés de chaque cotés à 110 cm et 120 cm par rapport à l'origine du détecteur. Ces quatre disques H assurent une couverture angulaire plus étendue ($|\eta| \leq 3$).

Les tonneaux, les disques F ainsi que les disques H sont composés de détecteurs au silicium de différentes sortes. La composition est la suivante :

- Les tonneaux :

Les tonneaux composent la partie centrale du SMT. Ils sont dotés de 4 couches de détecteurs disposées de façon à assurer une excellente herméticité (voir figure 2.7). Les couches 1 et 3 sont équipées de détecteurs à pistes axiales (dirigées le long de l'axe du faisceau) et à pistes z (perpendiculaires au faisceau). Les tonneaux situés aux extrémités ne se composent que de détecteurs à pistes axiales. Les couches 2 et 4 sont recouvertes de détecteur à pistes axiales et stéréo (faisant un angle de 2° avec le faisceau). Ces quatre couches ont des rayons croissants de 2,7 cm, 4,5 cm, 6,6 cm et 9,5 cm.

- Les disques F :

Ces disques se composent de 6 détecteurs au silicium avec des pistes faisant un angle de 30° entre elles.

– Les disques H :

Les disques H se composent de 12 détecteurs au silicium avec des pistes faisant un angle de 15° entre elles.

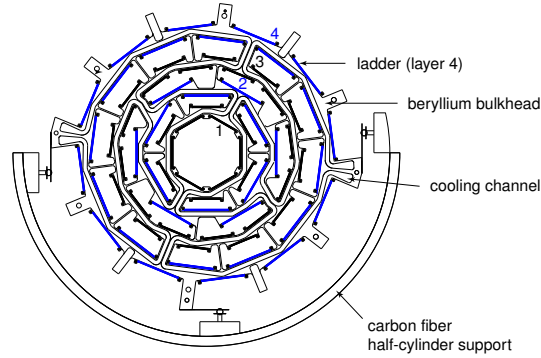


FIG. 2.7 – Section du SMT.

Le SMT dispose d'un total de 793000 canaux de lecture. Chaque détecteur au silicium a une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$. Les détecteurs équipés de deux types de pistes sont double-face, chaque face accueillant un seul type de piste. Les micro-pistes axiales sont séparées de $50\ \mu\text{m}$ et les micro-pistes stéréo et z ont un pas de $60\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ respectivement. Les micro-pistes sont connectées à des composants électroniques permettant la lecture : les SVXIIe. Les détecteurs au silicium sont soutenus par une structure rigide en béryllium représentée sur la figure 2.7. L'alignement est réalisé avec d'une précision de $10\ \mu\text{m}$. Cette structure permet aussi de guider le parcours des câbles d'alimentation et des tuyaux de refroidissement. Pour assurer un bon fonctionnement du détecteur de vertex, la température doit être maintenue à -5°C à l'aide d'un mélange d'eau et de glycol. L'ensemble des disques et tonneaux est supporté par un demi-cylindre en fibre de carbone de 2,2 m de long avec un rayon de 15,3 cm.

Le SMT a une résolution de $10\ \mu\text{m}$ environ dans le plan transverse $r-\phi$ et de $40\ \mu\text{m}$ dans le plan $r-z$. Le paramètre d'impact des traces, défini comme la distance la plus courte entre la trace et le vertex primaire, est mesuré avec une résolution de 15 à $30\ \mu\text{m}$ dans le plan $r-\phi$ en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion.

Étant donné le nombre important de canaux de lecture et le fait que la lecture des composants SVXIIe est effectuée en série, le SMT n'est utilisé qu'au second niveau de déclenchement. Le déclenchement utilisant les informations du SMT sera décrit en détail au chapitre suivant.

Les premières couches du SMT sont très exposées aux radiations et ne peuvent donc pas subir une dose excédant 1 Mrad. C'est la raison pour laquelle une couche de silicium supplémentaire, appelée couche 0, viendra se positionner autour du tube à vide [43]. Celle-ci permettra de restaurer les capacités de détection du SMT.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

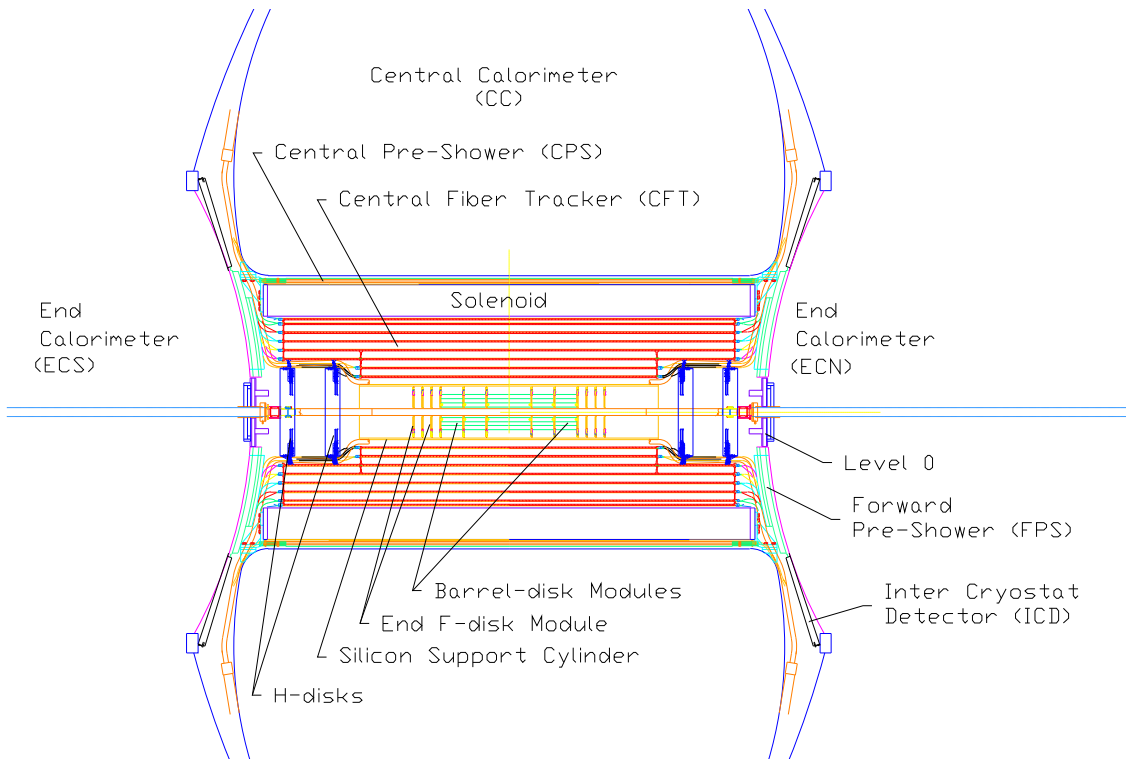


FIG. 2.8 – Ensemble de la cavité centrale de DØ. Le SMT, le CFT, le solénoïde et les détecteurs de pieds de gerbe sont présentés.

Le détecteur à fibres scintillantes [44] permet une reconstruction des traces jusqu'à des pseudo-rapidités de $|\eta| < 2$. Il se compose de 8 cylindres concentriques dont les rayons s'échelonnent de 20 à 52 cm. Les deux premières couches ont une longueur de 1,66 m alors que les 6 autres ont une longueur de 2,52 m (voir figure 2.8). Chaque cylindre est recouvert d'une double-couche de fibres scintillantes orientée suivant l'axe du faisceau. Une double-couche supplémentaire est disposée à un angle de $+ ou - 2^\circ$ en alternant d'un cylindre à un autre. Le CFT permet ainsi la reconstruction des trajectoires en trois dimensions au moyen d'un maximum de 16 points d'impact. Les cylindres sont recouverts de deux double-couches formant une super-couche. A l'intérieur d'une double-couche, chacune des couches est décalée d'une distance équivalente au rayon d'une fibre, soit $415 \mu\text{m}$, de façon à optimiser la surface de détection. L'efficacité de détection d'une double-couche avoisine les 99% avec une résolution spatiale de $100 \mu\text{m}$ mesurée à partir de la détection de muons cosmiques (voir figure 2.9). L'ensemble des fibres du CFT représente un total de 77000 canaux de lecture.

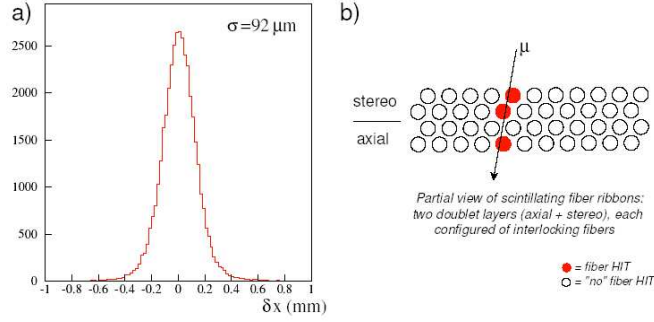


FIG. 2.9 – a) Résolution spatiale du CFT b) Représentation d’une super-couche du CFT.

La fibre est faite d’un scintillateur plastique qui émet des photons au passage d’une particule. La longueur d’onde d’émission se situe dans le visible et est égale à $\lambda = 530$ nm. Les fibres sont connectées à des guides d’ondes chargés de transporter les photons jusqu’aux Photo-Compteurs de Lumière Visible (VLPC [44]). Le VLPC fonctionne suivant le même principe qu’un photo-multiplicateur, la charge produite en sortie est proportionnelle au nombre de photons entrant. Une particule chargée produit en moyenne 8 à 9 photo-électrons par fibre. Les VLPC sont très rapides et disposent d’une efficacité quantique de 70%. Pour réduire le bruit thermique, il est nécessaire de les placer dans un système de refroidissement cryogénique maintenant une température de fonctionnement entre 6 et 13 K. Le gain des VLPC est très élevé et se situe entre 20000 et 50000. La chaîne de lecture du CFT est suffisamment rapide pour être utilisée au premier niveau de déclenchement.

Les informations du SMT et du CFT sont combinées pour obtenir la meilleure résolution possible sur l’impulsion des traces chargées. La correspondance des traces venant de chaque détecteur témoigne d’un alignement relatif de l’ordre de $40 \mu\text{m}$. La résolution sur la détermination de l’impulsion transverse s’exprime comme suit :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{0,015^2 + (0,0014 p_T)^2} \quad [44] \quad (2.4)$$

La figure 2.10 montre la reconstruction des particules B_s , $X(3872)$ et $\Psi(2S)$ au moyen du détecteur de traces.

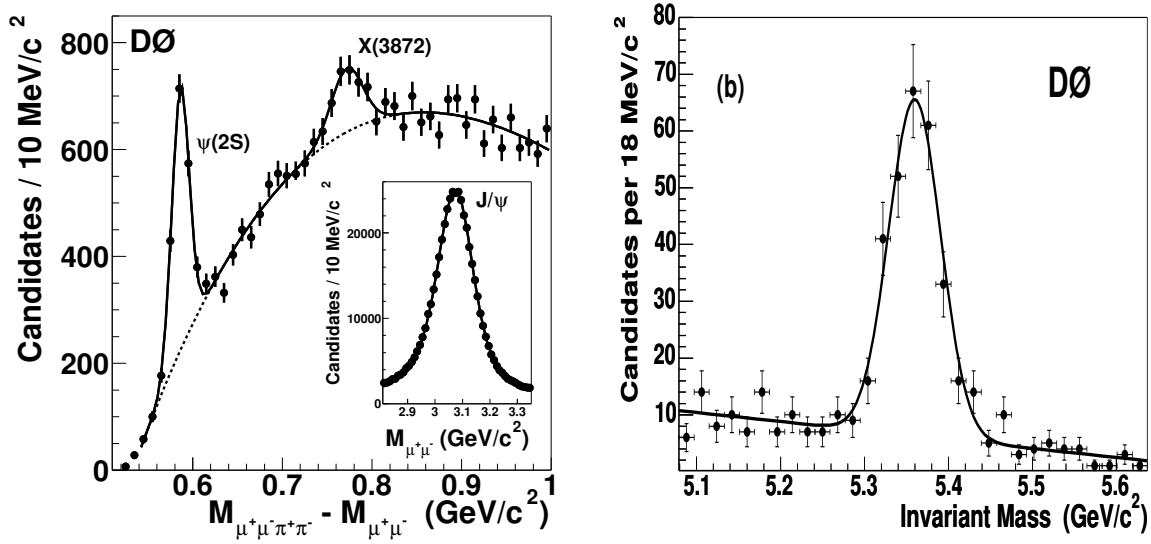


FIG. 2.10 – Reconstruction des particules $X(3872)$ et $\Psi(2S)$ (à gauche) et de B_s dans le canal $J/\psi\phi$ (à droite).

Les détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS)

L'épaisseur de matière supplémentaire que représente les matériaux du solénoïde fait en sorte que les gerbes de particules se développent avant même de pénétrer dans le cryostat du calorimètre. Les détecteurs de pieds de gerbe [45] permettent un premier échantillonnage de l'énergie des particules ainsi que la détermination précise de leur position. Cette information vient compléter celle du détecteur de traces dans la mesure de la direction des particules à travers le détecteur. La différence de forme de gerbes issues des hadrons et des électrons (ou des photons) mais aussi le dépôt d'énergie au minimum d'ionisation peuvent être exploités à l'aide de ces détecteurs pour l'identification des particules.

Les détecteurs de pieds de gerbe sont placés entre l'aimant solénoïdal et le calorimètre, pour la partie central (CPS), et sur les parois des cryostats bouchons, pour les parties avant (FPS). Le CPS se déploie dans un interstice de 51 mm de hauteur pour un rayon de 72 cm et a une couverture angulaire de $|\eta| \leq 1, 2$. Le FPS couvre une région en pseudo-rapacité de $1,5 < |\eta| < 2,5$. Le même type de technologie que pour le CFT est mise en œuvre : la détection des particules s'effectue à l'aide de fibres scintillantes. Les détecteurs sont parcourus par des pistes triangulaires de 6 mm de côté organisées en trois couches pour le CPS comme le montre la figure 2.11. Deux de ces couches sont orientées à $\pm 23^\circ$ par rapport à la direction de la première couche. Le FPS est composé de deux double-couches. Les double-couches sont séparées par une plaque de plomb de deux longueurs de radiation. La partie centrale est elle aussi recouverte d'une couche de plomb dans le but d'obtenir une constance dans l'épaisseur de matière traversée en fonction de la pseudo-rapacité. Les pistes sont traversées en leur centre par des fibres

scintillantes raccordées à des VPLC. Cette mesure rapide de l'énergie et de la position permet aux FPS et CPS de contribuer au déclenchement de premier niveau. Le nombre de canaux de lecture est de 16000 pour la partie avant et environ 7700 pour la partie centrale.

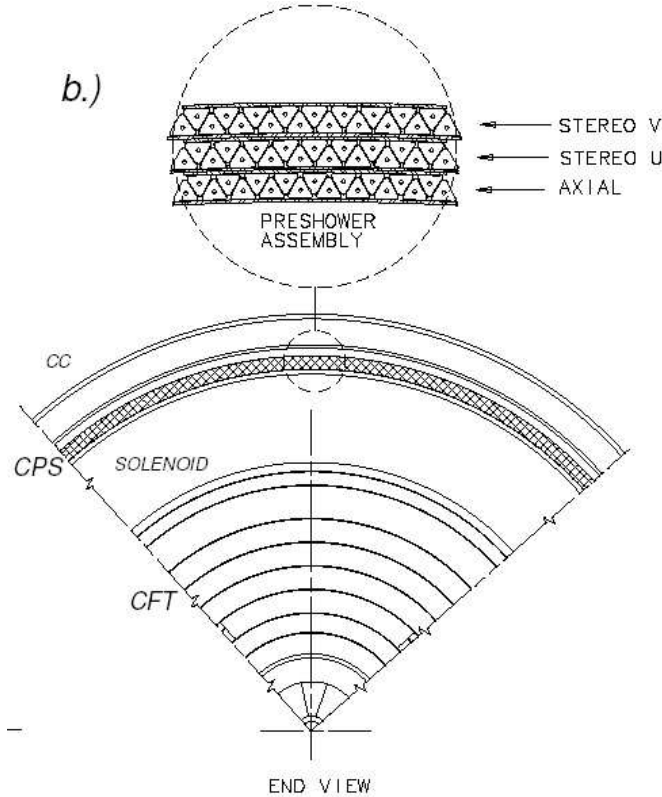


FIG. 2.11 – Vue en coupe du détecteur de pieds de gerbe central (CPS).

2.2.1.2 Le calorimètre

Le calorimètre [46] est la pièce centrale du détecteur $D\emptyset$, il permet la mesure précise de l'énergie des particules émanant du point d'interaction. Il a été conçu au Run I dans la perspective d'obtenir la meilleure résolution possible sur la mesure de l'énergie car le détecteur ne disposait pas d'un champ magnétique. Au Run II, le calorimètre joue un rôle aussi important mais doit opérer dans un environnement différent dû à la présence de l'aimant solénoïdal et au fait que l'écart en temps est réduit entre deux collisions.

Le calorimètre de $D\emptyset$ se compose d'une succession de couches d'absorbeur et de couches d'élément actif. L'absorbeur permet d'initier les gerbes de particules tandis que l'élément actif s'ionise au passage des particules de la gerbe. La mesure de l'énergie consiste à récupérer les charges créées dans l'élément actif. Ce principe fait du calorimètre de $D\emptyset$ un calorimètre à échantillonnage. L'utilisation de l'uranium appauvri comme absorbeur est justifiée par le fait qu'il est nécessaire de disposer d'un élément lourd (numéro atomique élevé) ayant une faible longueur de radiation. L'uranium per-

met aussi de récupérer une énergie plus importante au passage des hadrons (au moyen d'interactions nucléaires) pour obtenir un calorimètre compensant : à énergie égale, la réponse du calorimètre est similaire pour un électron (ou photon) et un hadron quelconque. L'argon liquide constitue l'élément actif du calorimètre. Son taux d'ionisation est très élevé donnant ainsi un gain proche de l'unité pour la réponse. Ce choix est aussi guidé par la simplicité de la calibration d'un tel système, par la flexibilité qu'il offre dans la segmentation du calorimètre mais aussi par sa résistance à l'exposition continue aux radiations. Le calorimètre est segmenté dans les directions transverses et longitudinales. Cette segmentation fine en cellules est très utile à l'identification des électrons et des jets.

La structure

Le calorimètre se compose de trois parties : le calorimètre central (CC) et les deux bouchons : nord (ECN) et sud (ECS) comme le montre la figure 2.12. La couverture angulaire de la partie centrale s'étend jusqu'à $|\eta| \simeq 1$ alors que les bouchons couvrent la région avant jusqu'à $|\eta| \simeq 4$. Les deux bouchons peuvent être écartés pour permettre un accès possible à la région centrale du détecteur où viennent s'insérer les détecteurs de traces. L'interstice entre le bouchon et le calorimètre central est appelé région intercryostatique allant de $|\eta| \simeq 0,8$ à $|\eta| \simeq 1,4$. Dans le but de pallier le manque d'instrumentation de cette région, un détecteur intercryostatique y est inséré.

Les trois cryostats [39] ont une enveloppe consistant en une double-couche d'acier inoxydable. Le module central a une longueur de 306 cm alors que les modules avants ont une longueur de 263 cm. Le diamètre extérieur du calorimètre est de 518 cm. Ces enceintes permettent de maintenir l'argon liquide à une température de 78 K. Il faut 10 jours environ pour atteindre cette température. Les câbles de lecture ainsi que ceux prévus pour la haute tension, la surveillance de la température et la pureté de l'argon, passent à travers des ports prévus dans chacun des modules.

Chaque module du calorimètre se divise en une partie électromagnétique (EM) et en une partie hadronique. La partie électromagnétique est dotée de couches d'absorbeur plus fines que la partie hadronique. Cette séparation est utile à l'identification du type de gerbes : les gerbes électromagnétiques sont confinées dans la partie EM alors que les gerbes hadroniques se développent plus amplement dans la partie hadronique. La partie hadronique se scinde ensuite en une partie fine notée FH (« fine hadronic ») et une partie grossière notée CH (« coarse hadronic »). La partie CH n'est pas composée d'uranium mais de cuivre dans le CC et d'acier inoxydable dans les ECs. Ce dernier étage permet un échantillonnage en bout de gerbe. Les parties hadronique et électromagnétique sont composées à leur tour de plusieurs couches, elles aussi constituées de plusieurs cellules.

Une couche consiste en une plaque d'absorbeur suivie d'une plaque en cuivre situé à 2,3 mm permettant de collecter les charges. Une cellule typique du calorimètre est représentée sur la figure 2.13. Une différence de potentiel de 2 à 2,5 kV est appliquée entre la plaque d'absorbeur reliée à la masse et la plaque de cuivre détectrice. Un champ électrique est ainsi formé permettant la dérive des charges électriques créées par ionisation du milieu actif au passage d'une particule. Les charges dérivent en direction de l'électrode en 450 ns environ. Une couche du calorimètre est pavée de cellules dont

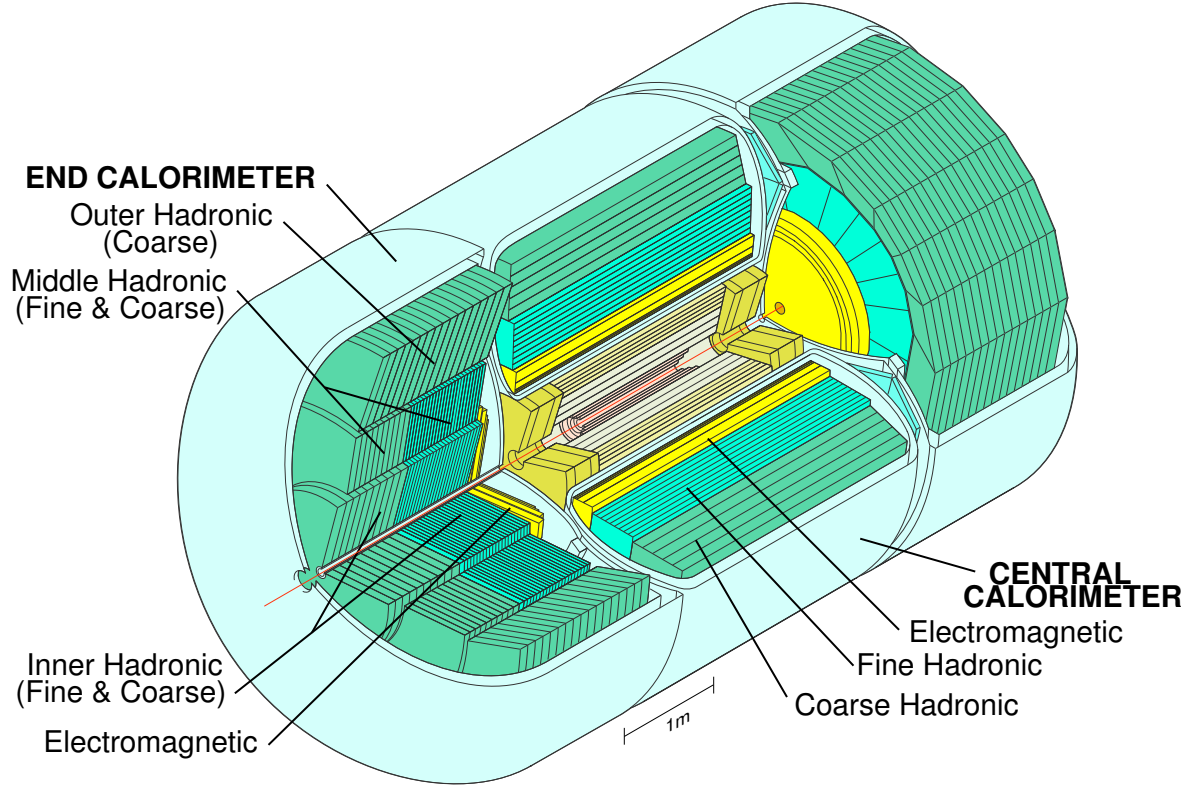


FIG. 2.12 – Le calorimètre de DØ : la partie centrale et les deux bouchons sont représentés.

la surface est égale à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. La figure 2.14 représente une coupe du calorimètre illustrant la segmentation de ce dernier en fonction de la pseudo-rapacité et de la profondeur. La taille des cellules varie avec η , elles sont plus petites à l'avant du calorimètre qu'au centre et leur taille augmente à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du détecteur. La dimension des cellules a été choisie en correspondance avec la largeur transverse des gerbes électromagnétiques, 1 à 2 cm et celle des gerbes hadroniques, environ 10 cm. Le rayon typique d'un jet partonique étant de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \simeq 0,5$. L'ensemble des cellules dans une même direction en η et en ϕ sont jointes en tours dites « pseudo-projectives ».

Le calorimètre central :

La partie EM se compose de quatre couches permettant la mesure de l'énergie et la détermination de la taille transverse et longitudinale des gerbes électromagnétiques. Les couches ont une épaisseur croissante en longueurs de radiation X_0 : 2;2;6,8 et 9,8. La troisième couche à une segmentation plus fine ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$) afin d'obtenir une information plus précise sur la gerbe en son point d'extension maximal². La section hadronique fine se sépare en trois niveaux avec des longueurs d'interaction

²Ce n'est plus tout à fait le cas au Run II où les gerbes sont initiées plus tôt dans le détecteur.

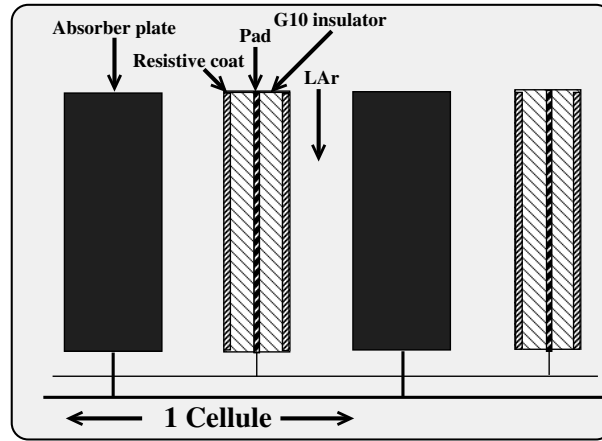


FIG. 2.13 – Schéma d'une cellule du calorimètre. Les plaques d'absorbeur et les électrodes baignent dans l'argon liquide (le milieu actif).

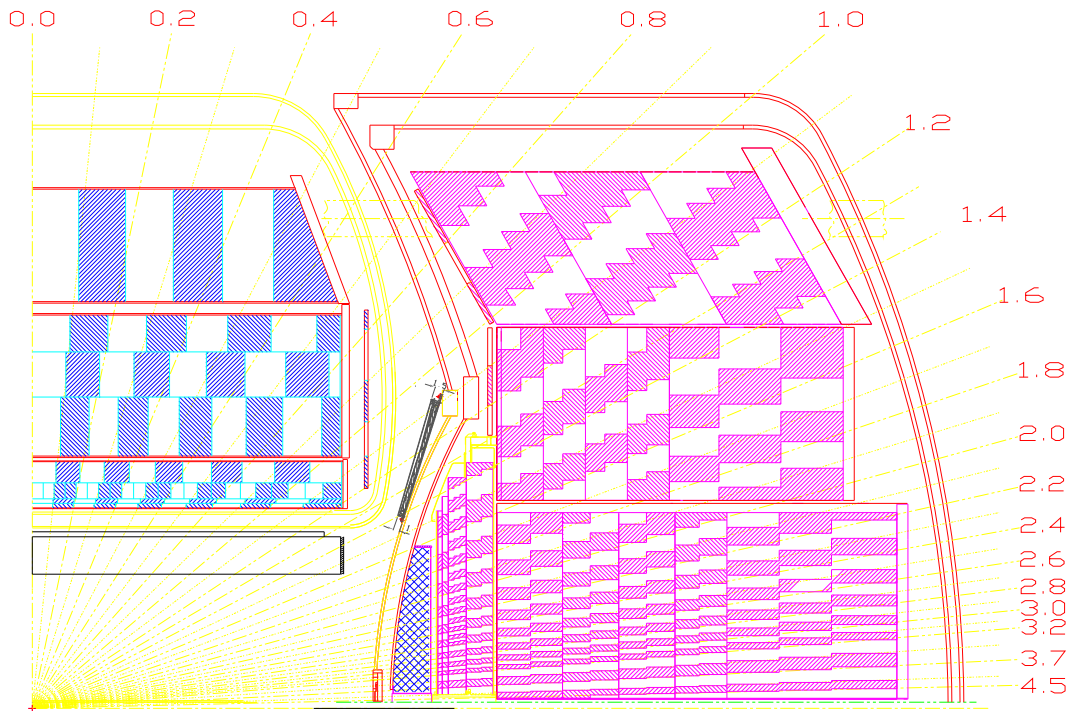


FIG. 2.14 – Vue en coupe du calorimètre. La segmentation en cellule est représentée par les zones hachurées et blanches.

nucléaire λ de 1,3 ; 1,0 et 0,9. La section hadronique grossière n'est constituée que d'une couche d'épaisseur de 3,2 λ . Ne s'échappent de cette couche que les muons déposant au passage une partie de leur énergie au minimum d'ionisation.

Dans le plan transverse à l'axe du faisceau, le calorimètre central est structuré en 32 modules dans la partie EM et 16 modules dans les parties FH et CH. La segmentation correspond à $\Delta\phi = 2\pi/64 \simeq 0,1$ formant un anneau de 64 tours calorimétriques. Les interstices entre les modules de la partie EM, plus communément appelés « cracks », ne présentent pas de couches d'absorbeur. La séparation du type de gerbes dans cette zone est rendue plus difficile dû au fait que les gerbes des électrons se développent au-delà de la partie EM.

Les calorimètres avants :

Le module central et les deux bouchons présentent des caractéristiques similaires. La partie EM se compose de 32 secteurs angulaires en ϕ alors que la partie hadronique n'en contient que 16. Les 4 couches électromagnétiques ont des longueurs de radiation de 0,3 ; 2,6 ; 7,9 et 9,3 X_0 avec des rayons extérieurs croissants de 84 à 104 cm pour un rayon intérieur constant de 5,7 cm. La partie hadronique se compose de trois cylindres concentriques appelés IH (« inner hadronic »), MH (« middle hadronic ») et OH (« outer hadronic »). Le premier cylindre a un rayon intérieur de 3,92 cm et un rayon extérieur de 86,4 cm. Il se compose d'une partie fine et d'une partie grossière dont les plaques d'absorbeur ont une épaisseur de 6 mm et 46,5 mm respectivement. La partie Hadronique moyenne a une structure identique tandis que la dernière partie déploie une succession de plaques d'absorbeur en acier inclinées d'un angle de 60° par rapport à l'axe du détecteur (voir figure 2.14).

la région intercryostatique :

On dénomme « région intercryostatique », la région du détecteur comprise dans $0,8 < |\eta| < 1,4$. Cette zone correspond à l'endroit de jonction des cryostats avants et central. Les détecteurs intercryostatiques (ICD [47]) viennent s'insérer dans ces interstices. Ils sont montés sur les surfaces intérieures des cryostats avants.

L'ICD est constitué d'un ensemble de scintillateurs dont la segmentation est équivalente à celle du calorimètre : $\Delta\phi = \Delta\eta = 0,1$. L'élément de base de l'ICD est une tuile correspondant à un secteur en ϕ de 0,1 et contenant trois boîtes juxtaposées d'une dimension de $\Delta\eta = 0,1$. Une tuile est tapissée de fibres scintillantes de 200 μm de diamètre dont la lumière est propagée par des fibres jusqu'à une électronique de lecture située à 8 mètres de distance. Les photomultiplicateurs sont ainsi isolés de la région à fort champ magnétique. Une particule produit approximativement 20 photoélectrons au minimum d'ionisation dans une tuile.

L'ICD joue un rôle important non seulement dans la mesure de l'énergie des jets mais aussi dans la détermination précise de l'énergie transverse manquante. Le pouvoir de détection de l'ICD dans cette région est renforcé par l'ajout de plaques détectrices sans absorbeurs (MG pour « massless gap ») aux extrémités du cryostat central et en face des cylindres Hadronique moyen (MH) et grossier (OH) des calorimètres avants.

L'électronique de lecture.

Comme indiqué précédemment, la structure du calorimètre est identique à celle du Run I mais le changement de fréquence des collisions impose la mise en œuvre d'une électronique de lecture suffisamment rapide [40, 41].

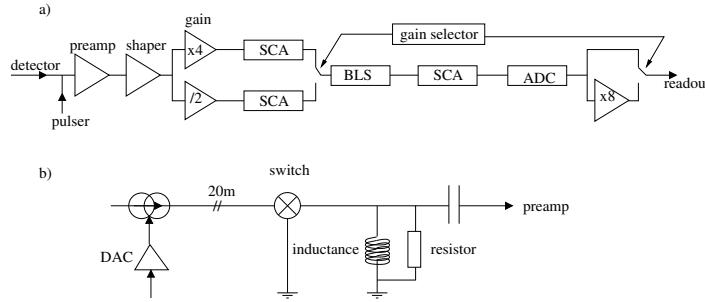


FIG. 2.15 – a) La chaîne de lecture du calorimètre, b) la chaîne de calibration.

Chaque voie de lecture (voir figure 2.15) du calorimètre correspond à une cellule, ce qui donne un total de 55000 voies. L'ensemble des charges collectées par une cellule constitue un signal de sortie qui est dirigé vers un préamplificateur. Ce dernier, combiné avec un second préamplificateur servant à la mise en forme, permet d'obtenir un signal sous forme d'un pulse ayant une montée de 320 ns et une descente de 500 ns. Le signal est ensuite dupliqué avant d'être dirigé vers deux chaînes de stockage : La première amplifie le signal d'un facteur 8 alors que la seconde chaîne sauvegarde le signal inchangé. Ces éléments de stockage des signaux analogiques sont composés d'une chaîne de condensateurs appelée SCA (Switch Capacitor Array). Le signal d'entrée est échantillonné toutes les 132 ns dans les SCA. En cas de décision positive du déclenchement de premier niveau, le signal est dirigé vers une carte BLS (Base Line Subtractor) qui soustrait la ligne de base : L'échantillon enregistré 3×132 ns avant est lui aussi extrait du SCA dans le but d'être soustrait à la valeur du pic. Si le signal est en dessous d'un voltage de saturation, le gain 8 est choisi. Le signal sortant de la BLS est directement proportionnel à la charge collectée. Ce dernier est enregistré dans un second SCA en attendant la décision du second niveau de déclenchement. Une réponse positive produit la conversion du signal analogique en numérique par des ADC (Analog to Digital Converter). Un ADC est commun à 384 voies de lecture. Le nombre de coups d'ADC est multiplié par 8 si la chaîne de stockage emprunté était celle correspondant au gain 1. Une valeur de piédestal, témoignant du taux de bruit de la chaîne de lecture, est ensuite soustraite à la valeur d'ADC.

Les piédestaux sont déterminés lors d'une prise de données émanant du calorimètre lorsque aucunes collisions n'a lieu. La calibration [48] du calorimètre est une calibration dite « chaude » car elle est effectuée à l'extérieur du cryostat. Un courant est injecté à travers la chaîne de lecture, au niveau des préamplificateurs (voir figure 2.15), permettant ainsi d'avoir une correspondance directe entre celui-ci et le nombre de coups d'ADC.

Performances

- La réponse du calorimètre

Le système de calibration permet d'obtenir une correspondance entre le courant injecté et le nombre de coups d'ADC obtenu en sortie de chaîne de lecture. En première approximation, la réponse du calorimètre est linéaire comme le montre la figure 2.16. L'ajustement de cette réponse à travers une grande gamme de canaux, donne une droite dont le gain est à peu près constant mais dont l'ordonnée à l'origine est différente de 0. Le caractère non linéaire de la réponse est en fait visible dans la région des bas courants sur cette même figure 2.16.

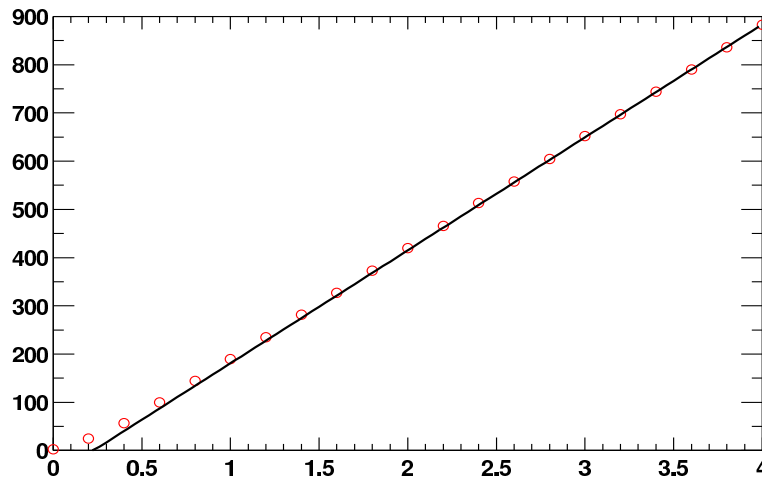


FIG. 2.16 – Nombre de coups d'ADC en fonction du courant injecté (DAC).

Les SCA ont donc été identifiés comme étant la source de la non linéarité de la réponse du calorimètre [49]. Au moyen du système de calibration, l'effet des non linéarités a été paramétré et peut alors être corrigé une fois les événements enregistrés, plus précisément au moment de leur reconstruction. L'impact de cet effet est d'une importance capitale car il affecte directement la mesure de l'énergie physique. Cette dernière est donc sous-estimée et doit alors être corrigée. Pour donner une idée de cet effet, un déplacement de l'ordre de $5,7 \text{ GeV}/c^2$ de la masse du boson Z est observé.

- Mesure de l'énergie des particules et résolution

Lorsque une particule traverse le calorimètre son énergie est échantillonnée dans les différentes couches par le milieu actif. Pour remonter à l'énergie incidente de la particule il est nécessaire de connaître les poids calorimétriques [50] de chaque couche. L'énergie totale est donnée par la relation suivante, où N est le nombre total de couches et E_i l'énergie déposée dans la couche i :

$$E_{\text{TOT}} = \sum_{i=1,N} \alpha_i \times E_i \quad (2.5)$$

Ces poids sont ajustés jusqu'à ce que E_{TOT} corresponde à l'énergie incidente de la particule générée par simulation et que la résolution soit minimisée (voir equation 2.6).

La mesure de l'énergie des particules au moyen du calorimètre a été testée lors de sa création à l'aide de faisceaux tests. Le caractère compensant a lui aussi été vérifié. La réponse du calorimètre à un faisceau de particules d'une énergie donnée se représente sous forme d'une gaussienne dont le centre correspond à la valeur du faisceau [39, 51]. Ceci met en évidence la résolution du calorimètre qui s'exprime comme l'indique l'équation 2.6 :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (2.6)$$

Dans l'équation 2.6, C, S et N sont des constantes définies comme suit :

- C : Biais dans la calibration du détecteur.
- S : Fluctuations statistiques dans l'échantillonnage.
- N : Contribution du bruit provenant de la radioactivité de l'uranium, de l'électronique d'acquisition et de l'empilement des événements.

Le tableau 2.2 contient les valeurs de N, S et C obtenus lors des tests en faisceaux des modules du calorimètre.

Calorimètre Central (CC)		Calorimètres bouchons (EC)	
Électrons	Pions	Électrons	Pions
S = 14,8%	S = 47,0%	S = 15,7%	S = 44,6%
C = 0,3%	C = 4,5%	C = 4,5%	C = 3,9%

TAB. 2.2 – Paramètres S et C mesurés à partir des tests en faisceaux [39, 51].

Dans les conditions de fonctionnement actuelles, les valeurs de ces paramètres sont différentes de celles énoncées dans le tableau 2.2. Pour les jets centraux ($|\eta| < 0,4$) de rayon 0,5, S = 95% et C = 7% [52]. Ces paramètres sont obtenus en étudiant la résolution des jets dans les événements dijet dos à dos en ϕ . La distribution de la résolution relative est donnée en fonction de l'énergie transverse du jet sur la figure 2.17. Dans le cas des électrons centraux ces chiffres sont les suivants : S \simeq 20% et C = 3,8% [53]. Ils sont évalués en étudiant la résolution sur la masse invariante des résonances Z, Υ , J/ψ . Dans le cas du Z, la résolution est dominée par le terme contant.

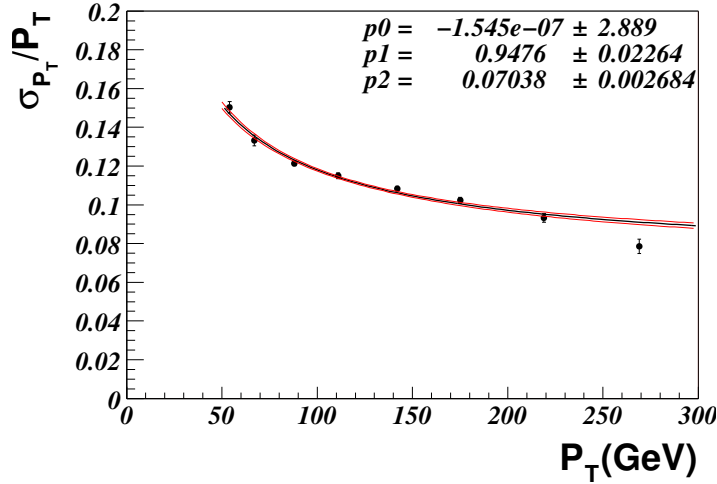


FIG. 2.17 – Résolution des jets centraux ($|\eta| < 0,4$) de cône de rayon 0,5 en fonction de E_T (tiré de [52]).

2.2.1.3 Le détecteur de muons

De fait de leur grand libre parcours moyen, les muons issus des collisions proton-antiproton traversent les détecteurs de traces ainsi que le calorimètre. Les détecteurs de muons [40, 41, 54] sont de ce fait placés autour des cryostats. Ils permettent la détermination de la trajectoire ainsi que l'impulsion des muons. De nombreux processus impliquent la présence de muons dans leurs états finals comme la production du quark top et des bosons W et Z par exemple. Ces derniers sont aussi utilisés dans l'identification des quarks de saveurs lourdes.

Pour permettre une détection efficace des muons, de nombreux détecteurs sont disposés de manière à obtenir une couverture maximale allant jusqu'à $|\eta| \leq 2$ tout en s'assurant de l'herméticité de l'ensemble. Le système de détection des muons permet un déclenchement rapide et donc utilisable à hautes luminosités comme celles prévues pour le Run II. Il permet ainsi de constituer des lots d'événements potentiellement intéressants dès le premier niveau de sélection.

La structure

Le système de détection des muons est composé de plusieurs ensembles de chambres à dérive et de scintillateurs représentés sur la figure 2.18. La structure principale est constituée de trois couches notées A, B et C, A étant la plus proche du point d'interaction. L'élément central du détecteur est appelé WAMUS pour « wide angle muons system » et couvre une région en $|\eta| \leq 1$. Les éléments avants sont nommés FAMUS pour « forward angle muon system » et couvrent quant à eux une région correspondant à $1 < |\eta| \leq 2$.

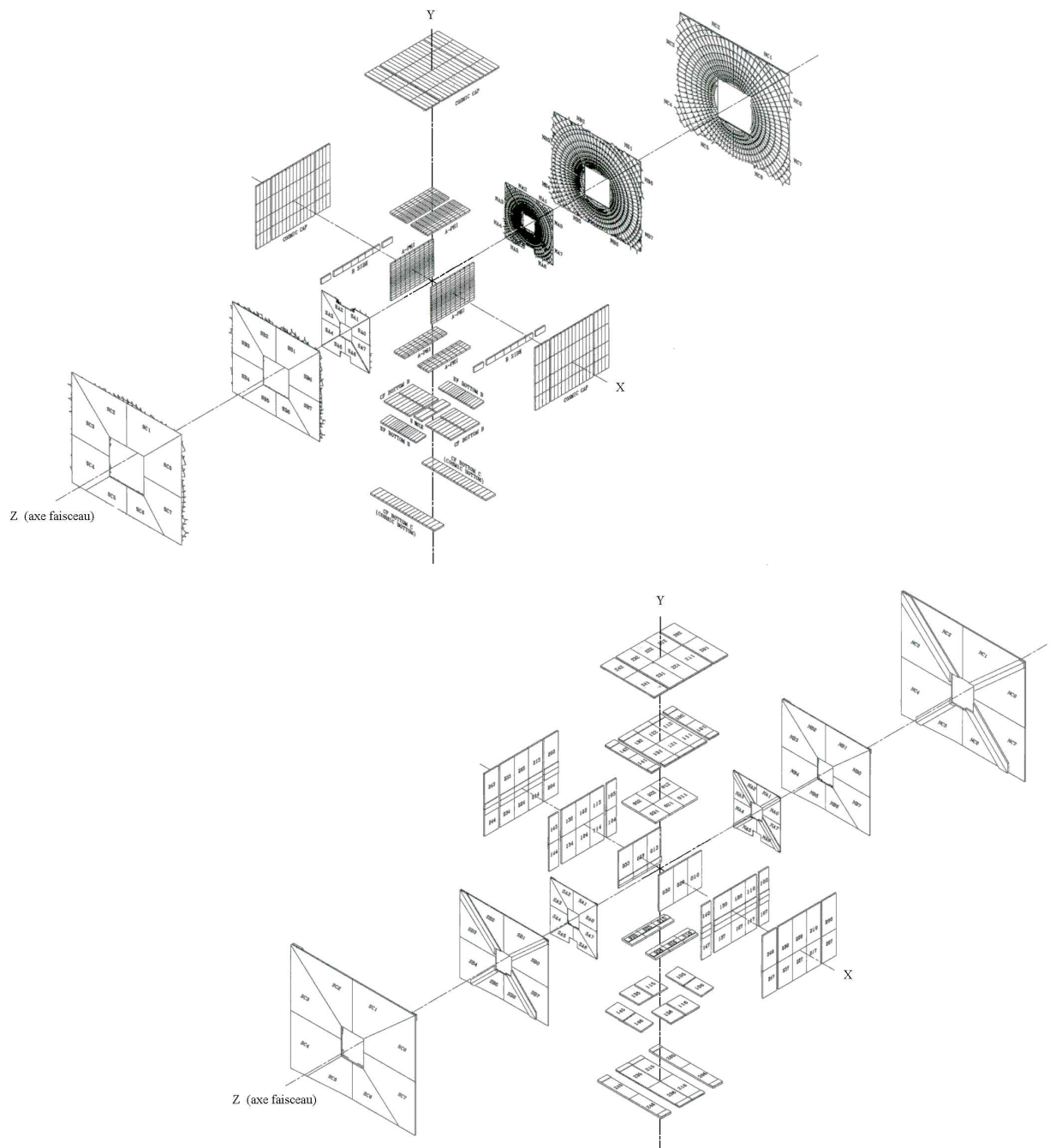


FIG. 2.18 – Système de scintillateurs (haut) et système de chambres à derive (bas) du détecteur à muons.

- L'aimant toroïdal

Un aimant toroïdal [40], d'environ 1 m d'épaisseur, est placé entre les couches A et B. Le cylindre central est situé à 3,2 m de l'axe du faisceau et les parties avants sont comprises entre $4,5 \text{ m} \leq |z| \leq 6 \text{ m}$. Cet aimant est constitué d'un coeur de fer permettant d'augmenter le champ magnétique. Des éléments de blindage, composés d'un mélange de plomb, de fer et de polyéthylène sont disposés autour du tube à vide au niveau des entrées du détecteurs (voir la figure 2.4). Ces derniers évitent les bruits de fond parasites dans les détecteurs à muons provenant des interactions des débris des protons et antiprotons avec les calorimètres avants, le tube à vide et les aimants quadrupôles. Cette protection permet de déployer une couverture maximale mais évite aussi une détérioration rapide des équipements.

- Le détecteur central (WAMUS)

La partie centrale se compose de trois couches de chambres à dérive : la première est placée avant le toroïde et les deux suivantes au-delà. Les deux dernières couches sont séparées de plus d'un mètre de distance pour une mesure précise de l'impulsion. Cette mesure est indépendante de celle effectuée par le détecteur de traces central. Par contre, dans le cas des muons de moins de 5 GeV, l'association de la couche A et du détecteur de traces est cruciale car très peu d'entre eux traversent l'aimant. La résolution est d'autant meilleure que l'information du détecteur de traces est sollicitée dans cette région. La résolution est limitée par les diffusions multiples des muons dans le fer dans la partie centrale du détecteur.

Les chambres à dérive (PDT pour « proportional drift tubes ») ont une section rectangulaire de 5 cm sur 10 cm pour une longueur de 61 cm. Deux cathodes sont placées sur les faces de 10 cm d'épaisseur et un fil de 0,6 cm constituant l'anode parcourt ce tube en son centre. Un mélange gazeux d'argon, de CF_4 et CH_4 est injecté dans le tube. Ce dernier permet l'application d'une tension de dérive élevée (quelque kV) entraînant une collection de charges rapide. Les couches sont composées d'un ensemble de tubes de ce genre. La mesure de la position du coup au passage d'une particule est possible grâce au temps de dérive dans la direction perpendiculaire à l'anode et la différence en temps de réception du signal par l'anode et l'anode voisine, les anodes voisines étant jointes en leurs extrémités.

La détection des muons est renforcée par la mise en place de scintillateurs. Ils ont une réponse suffisamment rapide pour être utilisés dans le système de déclenchement. Cette lecture rapide permet ainsi d'identifier les muons d'origine cosmique qui constituent un bruit de fond important compte tenu du fait que le détecteur DØ se trouve en surface. Le principe consiste à effectuer des coïncidences temporelles entre le moment de passage du muon cosmique et l'instant de collision. Il existe autant de couches de scintillateurs que de couches de chambres à dérive. La couche A centrale de scintillateurs se situe entre la couche A de chambres à dérive et le calorimètre. Elle a une segmentation en ϕ de $4,5^\circ$ permettant une correspondance avec celle du CFT. Les couches de scintillateurs B et C ont une segmentation en ϕ de 12 secteurs et de 20 secteurs dans la direction z . Ils sont aussi placés au niveau des couches de PDT

après le toroïde. Ils assurent la couverture angulaire aux endroits où les scintillateurs de la couche A viennent à faire défaut. La région située en dessous du détecteur est moins instrumentée du fait de la réduction de la surface disponible par la présence des supports du calorimètre.

- Les détecteurs avants (FAMUS)

Les parties avants du système de détection des muons font aussi usage de chambres à dérives et de scintillateurs. Les chambres à dérives ont la particularité d'être de petite taille : 1 cm^2 de section avec une anode de $50\text{ }\mu\text{m}$ au centre. Le temps de dérives est donc plus court en utilisant le même gaz que pour les PDT de la partie centrale. Ces détecteurs sont plus résistants aux radiations qui sont nettement plus importantes dans cette région. Des plans tapissés de ces tubes sont placés aux extrémités du détecteur dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Plusieurs plans de cette sorte constituent les couches A, B et C.

Les scintillateurs s'organisent aussi en trois couches successives : une avant le toroïde et deux après. Les plans sont tapissés de compteurs (pixels) à fibres scintillantes suivant une segmentation en ϕ de $4,5^\circ$ et en η de 0,1. Chaque plan est constitué de deux couches de pixels décalées de façon à éviter toute zone morte. Ces détecteurs ont des caractéristiques techniques permettant un taux de bruit de fond limité, une lecture rapide et un déclenchement sur des muons à faible impulsion transverse. Des coïncidences entre les couches ainsi que le CFT (si l'acceptance le permet) sont effectuées pour distinguer les vrais muons. Dans la région à petit angle, la mesure de l'impulsion des muons est uniquement effectuée par le détecteur à muons d'où une résolution légèrement plus faible.

Les performances

À l'issue de l'impact des muons avec le système de détection, de nombreuses informations sont produites et utilisables comme le temps de dérives des charges, la différence en temps entre deux tubes voisins ainsi que la charge intégrée. Les détecteurs de muons ont une résolution sur la reconstruction du point d'impact de l'ordre de $375\text{ }\mu\text{m}$. Celle-ci est supérieure à celle du Run I. La composition du gaz utilisé est à l'origine de cette différence. Cette modification fut inévitable compte tenu du taux de croisements presque 10 fois supérieur pour le Run II.

2.2.2 Le déclenchement et l'acquisition

Le TeVatron produit un croisement de faisceau toute les 396 ns ce qui correspond à une fréquence de 2,5 MHz environ. Il est donc difficile, voire impossible, d'enregistrer l'ensemble des collisions. Il est important de noter qu'une grande partie des collisions produites ont peu d'intérêt : ou bien les processus physiques qui leurs sont associés sont déjà connus ou ont été étudiés plus en profondeur au moyen d'expériences spécifiquement construites dans ce but. La plupart de ces processus ont des sections efficaces de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à un processus comme la production d'une

paire de quarks top par exemple. Le système de déclenchement est donc indispensable à la sélection des événements présentant un potentiel de physique intéressant. Ne pouvant faire face à des conditions de haute luminosité, le système de déclenchement utilisé pendant le Run I a été remplacé dans son intégralité.

Le système de déclenchement [40, 55] se divise en trois niveaux successifs comme le montre la figure 2.19. Seuls les événements remplissant certaines conditions aux trois niveaux de déclenchement seront enregistrés. Un système de contrôle permet de coordonner la communication entre les différents niveaux et de centraliser les décisions de déclenchement. Il gère aussi les éléments de stockage disposés entre chaque niveau dans le but d'enregistrer les événements pendant que la condition de déclenchement du niveau supérieur est en cours. Cette mesure permet de mettre en place un système n'ayant presque pas de temps mort.

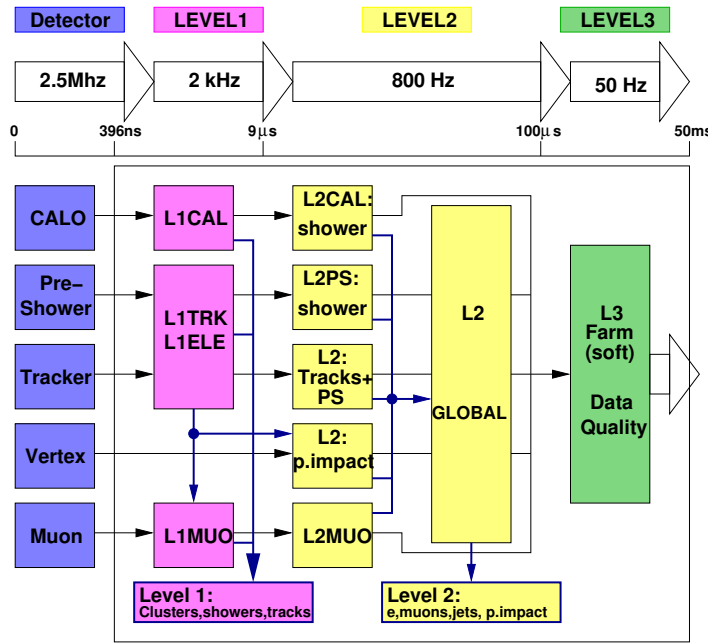


FIG. 2.19 – Les trois niveaux de déclenchement de l'expérience DØ. Les bandes passantes totales sont indiquées ainsi que la durée de prise de décision à chaque niveau.

2.2.2.1 Niveau 1

Le premier niveau [56] de déclenchement utilise l'information de chacun des sous-détecteurs. A chaque sous-détecteur est associé un système de déclenchement de niveau 1 sauf le détecteur de vertex qui ne dispose pas d'une électronique de lecture suffisamment rapide.

Le déclenchement sur les électrons et les jets est effectué essentiellement par le calorimètre. Les conditions de déclenchement se basent sur une information grossière du calorimètre : l'énergie déposée dans les tours calorimétriques de déclenchement. Ces dernières regroupent un ensemble de quatre tours de calorimètre ordinaires ce qui correspond à une surface de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Les parties CH et ICD et

MG des tours se sont pas prises en compte. Il existe un choix de quatre seuils de déclenchements pour les électrons et de quatre seuils supplémentaires pour les jets. Ces seuils s'appliquent sur l'énergie collectée dans la partie électromagnétique de la tour dans le cas des électrons alors que l'ensemble de l'énergie de la tour est considérée pour les jets. Le déclenchement sur des quantités globales comme la somme des énergies transverses des tours ou bien l'énergie transverse manquante calculée à partir des tours, n'est pas encore disponible. La couverture angulaire du déclenchement de niveau 1 pour le calorimètre s'étend jusqu'à $|\eta| \leq 3, 2$.

Le premier niveau de déclenchement sur les traces [85] utilise l'information combinée des détecteurs CFT et pieds de gerbe. Les coups dans les 8 couches axiales du détecteur de traces sont associés dans le plan $r-\phi$ à l'intérieur de chacun des secteurs de $4,5^\circ$. Le moment transverse est ainsi calculé et évalué par rapport à des seuils de déclenchement pré-enregistrés. La couverture s'étend jusqu'à $|\eta| < 1, 6$. L'information du preshower permet d'étendre la couverture jusqu'à $|\eta| < 2, 5$. Cette information participe aussi au déclenchement sur les électrons par exemple.

Les détecteurs de muons permettent de disposer d'un déclenchement très stable et efficace à haute luminosité. L'information des scintillateurs, des chambres à dérive ainsi que celle provenant du détecteur de traces sont mises à profit. Le déclenchement permet de sélectionner des muons de différentes impulsions transverses. Des fenêtres en temps sont utilisées pour rejeter le bruit de fond et les rayons cosmiques.

Le premier niveau de déclenchement opère à une fréquence de 1600 Hz environ. Bien que le SMT n'intervienne pas à ce niveau, sa lecture est quand même commandée par le déclenchement de niveau 1, ce qui établit des contraintes quant à la bande passante totale du système.

2.2.2.2 Niveau 2

Le second niveau de déclenchement [57] reproduit l'architecture du premier niveau mais y ajoute la possibilité de combiner les informations des différents sous-détecteurs. Des coïncidences peuvent être établies entre ses différents modules. Ce deuxième niveau est composé d'un ensemble de préprocesseurs, un pour chaque sous-détecteur, ainsi que d'un système global qui regroupe les informations. Le système global est chargé de prendre la décision finale en se basant sur les données fournies en amont. Chaque préprocesseur fonctionne en parallèle et dispose d'un peu plus de $50\mu s$ pour effectuer ses calculs. Le système global dispose du même laps de temps pour récupérer les informations et prendre une décision. Le niveau 2 est doté actuellement d'une bande passante totale de 800 Hz qui offre donc un facteur de réjection de 2. Il introduit un temps mort de l'ordre de quelques pourcents.

Ce niveau intermédiaire à l'avantage de permettre un déclenchement sur des objets physiques plus élaborés, comme des électrons ou des muons par exemple. L'information émanant du premier niveau est traitée par des algorithmes implémentés dans les préprocesseurs. La reconstruction même grossière permet la formation de jets, de vertex etc.. Une information plus précise entraîne un pouvoir de sélection accru des événements potentiellement intéressants. La plupart des algorithmes développés peuvent être modifiés pour s'adapter à la luminosité disponible.

Une particularité du deuxième niveau est l'utilisation des données du détecteur de vertex. Les données du SMT et du CFT sont combinées dans un système de déclenchement sur les vertex déplacés, appelé « L2STT » visible sur la figure 2.19 (sous le nom de « L2 : p.impact »). Ce dernier est donc utilisé pour la sélection d'événements ayant des particules à longues durées de vie dans leur état final. Son fonctionnement sera décrit en détail dans le chapitre suivant.

2.2.2.3 Niveau 3

Le troisième niveau [58] a la responsabilité de prendre la décision finale. Si un événement est jugé intéressant à ce stade de la sélection, il est enregistré sur disque. A la différence des précédents niveaux, celui-ci ne s'appuie pas sur un support électronique mais plutôt informatique. Une ferme d'ordinateurs est utilisée pour reconstruire entièrement chaque événement. L'information du niveau 2 et du niveau 1 n'est pas utilisée ici.

Après une décision positive du premier niveau, les données brutes de chaque sous-détecteur sont numérisées, si le cas s'impose, et transportées par des liens de communication très rapides à l'électronique de lecture. Cette électronique peut enregistrer jusqu'à 16 événements laissant au niveau 2 le temps de prendre sa décision. Une réponse positive du niveau 2 initie l'envoi des données au niveau 3.

Ce dernier niveau met en place un certain nombre de filtres permettant, comme leur nom l'indique, de filtrer les événements suivant des critères choisis. Les événements sont reconstruits avec des algorithmes similaires à ceux utilisés pour la reconstruction finale³ à partir des données du détecteur. La bande passante totale ne peut dépasser 50 Hz car cette fréquence est la fréquence maximale admissible pour les ordinateurs effectuant la reconstruction des événements enregistrés sur disque avec les programmes complets de DØ.

2.2.3 Détermination de la luminosité

Le moniteur de luminosité

La mesure de la luminosité [59] à DØ est effectuée par des compteurs ayant la forme de disques placés aux extrémités des cryostats bouchon du calorimètre. Cette région correspond à des pseudo-rapidités de $2,7 \leq |\eta| \leq 4,4$. Ces compteurs sont constitués de fibres scintillantes connectées à des photo-multiplicateurs éloignés de la région magnétique intense du solénoïde. Lorsque un croisement de faisceaux se produit, une ou plusieurs interactions proton-antiproton peuvent prendre place. Les débris du proton, c'est à dire les partons ne prenant pas part à l'interaction dure, génèrent des jets de particules collimés vers l'avant du détecteur et venant traverser les compteurs de luminosité. Ces derniers peuvent ainsi témoigner de la présence d'une interaction dans un croisement de faisceau donné en effectuant des coïncidences avant-arrière. Un compteur est alors incrémenté et lu après une période d'une minute.

³Les algorithmes « offline » sont utilisés pour la reconstruction des événements une fois qu'ils ont été sélectionnés par le déclenchement.

Le calcul de la luminosité

La formule suivante est alors utilisée pour déterminer la luminosité :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{p\bar{p}}^{\text{eff}}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p}) \quad (2.7)$$

où

- $\frac{dN}{dt}(p\bar{p})$ est le nombre d'événements par unité de temps.
- $\sigma_{p\bar{p}}^{\text{eff}}$ est la section efficace effective du processus $p\bar{p}$ dans le moniteur de luminosité. Elle est souvent appelée constante de luminosité.

$$\sigma_{p\bar{p}}^{\text{eff}} = \sigma \times \epsilon \times \mathcal{A}$$

- σ est la section efficace inélastique totale $p\bar{p}$. Elle est obtenue par l'analyse des données mondiale sur la diffusion inélastique proton-antiproton et est égale à $60,7 \pm 2,4$ mb.
- ϵ est l'efficacité de détection.
- \mathcal{A} est l'acceptance du moniteur de luminosité.

Le produit $\epsilon \times \mathcal{A}$ a été estimé à $75,9 \pm 3,8$ [60]. Une correction est ensuite appliquée à la luminosité pour tenir compte du temps mort des compteurs. L'incertitude sur la détermination de la luminosité finale est de 6,5% venant essentiellement de l'incertitude sur la mesure de l'efficacité du détecteur et de l'erreur sur la section efficace inélastique.

Chaque événement est étiqueté par son numéro d'événement, son numéro de Run (séquence de prise de donnée) et numéro de bloc de luminosité. Un bloc de luminosité est l'intervalle de temps d'une minute pendant lequel le compteur est incrémenté, un numéro lui est attribué.

La luminosité disponible à DØ

La courbe rouge sur la figure 2.20 représente la luminosité intégrée depuis le démarrage. Le volume de données disponible aujourd'hui pour les analyses est d'environ 452 pb^{-1} pour une luminosité délivrée de 590 pb^{-1} .

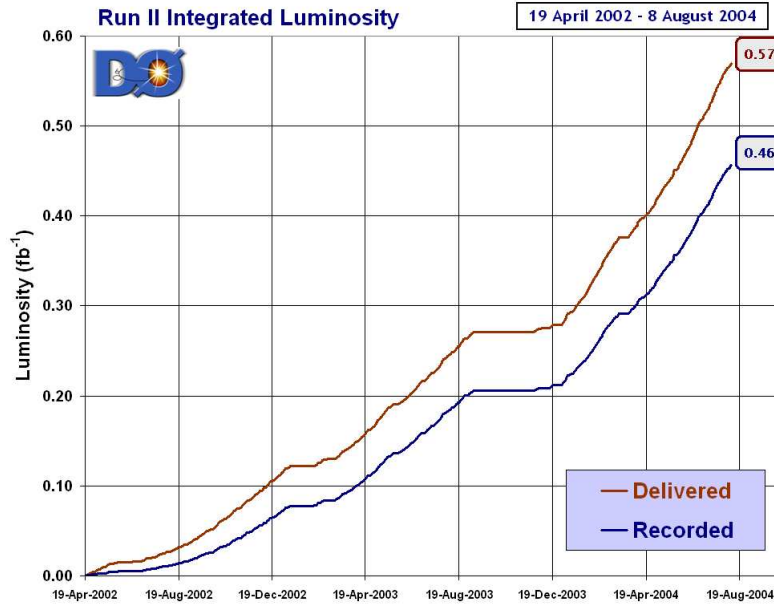


FIG. 2.20 – Luminosité intégrée délivrée par le TeVatron (rouge) et enregistrée par DØ (bleue).

2.2.4 La simulation

La production d'événements simulés dans le détecteur DØ est effectuée en plusieurs étapes successives après la génération du processus physique que l'on souhaite étudier. La partie génération de l'événement physique ne sera pas discutée dans cette partie car les méthodes sont très nombreuses.

1. Simulation de la réponse du détecteur : DØGSTAR [61].

Ce programme est responsable d'engendrer la réponse de l'ensemble des sous-détecteurs aux particules de l'événement. Celui-ci s'appuie sur le programme GEANT3.

2. Simulation du bruit et de l'environnement hadronique : DØSim.

A ce stade, un programme appelé DØSim ajoute des événements de biais minimum. Ces derniers sont pour l'instant simulés mais seront remplacés par des données réelles prochainement. Le bruit de l'électronique ainsi que l'effet d'empilement dans la lecture du calorimètre y sont ajoutés. Le bruit des autres détecteurs ainsi que leurs efficacités respectives sont aussi prises en compte.

3. Reconstruction : DØReco.

De la même manière que des données réelles, les événements simulés étant passés au travers de la simulation du détecteur doivent aussi être traités par les algorithmes de reconstruction.

La simulation du déclenchement est aussi disponible avec le programme Trigsim [62]. La réponse du déclenchement du niveau 1 est complètement simulée alors que les algorithmes utilisés aux niveaux 2 et 3 sont simplement reproduits.

2.2.5 La reconstruction des événements

2.2.5.1 Reconstruction des traces chargées

La reconstruction des traces chargées est effectuée par des algorithmes utilisant les impacts des particules dans le SMT et le CFT. Dans la région centrale $|\eta| \leq 1,7$, l'information du SMT et du CFT est utilisée alors que dans la région avant, seule l'information du SMT est disponible.

Il y a trois types d'algorithmes de reconstruction de traces [63] : l'algorithme appelé « histogramming method » (HTF) [64], « Alternative Algorithm » (AA) [65] (souvent combiné avec l'algorithme HTF) et « Global Track Finder » (GTF) [66].

Ces algorithmes se basent sur une méthode de filtre de Kalman [67] permettant de trouver les meilleurs paramètres des trajectoires avec leurs erreurs à partir des données du détecteur. Ils considèrent un point de départ de reconstruction de la trace, comme une trace reconstruite partiellement par exemple, les paramètres ainsi calculés sont utilisés pour prédire la position de l'impact suivant. Cette prédiction est utilisée pour filtrer l'ensemble des impacts possibles dans le détecteur. La prédiction se base sur un propagateur qui modélise précisément le mouvement des particules dans le détecteur. Il permet de prendre en compte les effets de diffusions multiples et de perte d'énergie. La figure 2.21 représente la reconstruction des traces dans le détecteur :

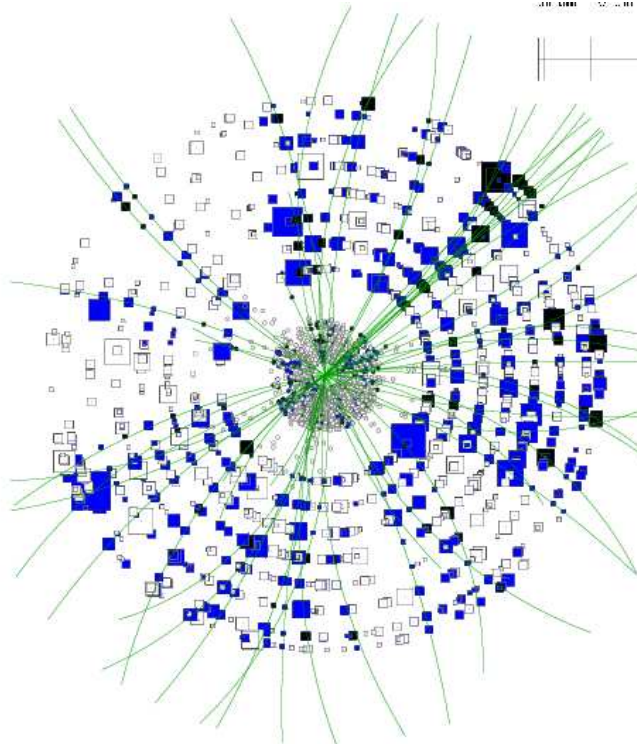


FIG. 2.21 – Reconstruction des traces dans le détecteurs. L'ensemble des traces de l'événement sont projetées dans le plan transverse (r, ϕ) .

2.2.5.2 Reconstruction du vertex de l'interaction

La reconstruction du vertex de l'interaction [68] utilise l'information fournie par l'algorithme reconstruisant les traces dans le détecteur. Les traces sont caractérisées par un paramètre d'impact, défini comme la distance minimale entre la trace et le vertex de l'interaction. Dans un premier temps, des critères de qualité (nombre d'impacts, impulsion transverse etc..) sont imposés à l'ensemble des traces de l'événement pour éliminer les fausses traces ou celles qui seraient mal reconstruites. La position du vertex est donnée par une méthode de minimisation de χ^2 calculé à partir des paramètres d'impact des traces. De façon itérative les traces contribuant le plus à l'augmentation de la valeur du χ^2 sont retirées et la position est ensuite recalculée avec les traces restantes jusqu'à ce que la valeur du χ^2 soit en deçà d'un seuil fixé. Les traces restantes sont utilisées pour la détermination d'autres vertex potentiels.

Les croisements de faisceaux peuvent engendrer plusieurs interactions. Le but est donc d'identifier les collisions dures, c'est à dire où les constituants des protons et anti-protons sont intervenus pour produire des particules à grande impulsion transverse. Les collisions supplémentaires produisent très souvent peu de particules, ce sont les événements de biais minimum (MB). L'ensemble des candidats vertex sont alors classifiés en utilisant une méthode probabiliste [69]. Le principe consiste à calculer une probabilité pour que le vertex trouvé soit compatible avec le vertex d'un événement de biais minimum. Le spectre en impulsion transverse des traces issues des vertex de biais minimum est utilisé pour paramétrer la probabilité $\mathcal{P}(p_T)$ qu'une trace quelconque vienne d'un vertex MB. La probabilité que le vertex soit compatible avec un vertex MB est donnée par :

$$\mathcal{P}_{(MB)} = \Pi \mathcal{P}(p_T) \sum_{k=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi \mathcal{P}(p_T))^k}{k!} \quad (2.8)$$

où N est le nombre de traces attachées au vertex. Le vertex pour lequel cette probabilité est la plus faible est considéré comme le « meilleur » vertex primaire de l'événement.

L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est calculée dans les données et la simulation Monte Carlo à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. La position sur l'axe z du vertex donnée par la direction des deux muons est comparée à celle déterminée par l'algorithme de reconstruction. Elles correspondent si elles sont à moins de 1 cm l'une de l'autre. Les efficacités dans les données et la simulation sont montrées figure 2.22.

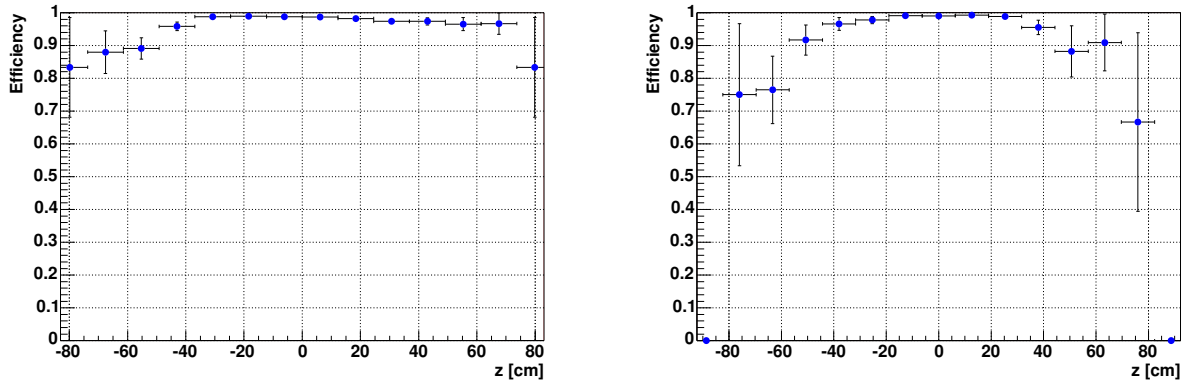


FIG. 2.22 – Efficacité de reconstruction du vertex primaire dans les données simulées (gauche) et réelles (droite).

2.2.5.3 Reconstruction des électrons

Définitions

Les électrons et les photons font partie d'une même famille d'objets calorimétriques appelés « amas électromagnétiques ». Du point de vue du calorimètre, ces objets sont identiques. L'information du détecteur de traces doit être utilisée pour être en mesure de les séparer, les photons n'ayant pas de trajectoire associée. Dans la suite on ne considère que la reconstruction des électrons.

Reconstruction

Les amas électromagnétiques correspondent à un regroupement de tours énergiques dans le calorimètre. Leur reconstruction est basée sur une méthode simple qui associe les tours calorimétriques dans un cône autour de la direction de la particule incidente.

La première étape consiste donc à rechercher les tours énergiques dans le calorimètre. Un amas regroupe alors l'ensemble des tours se trouvant dans un rayon $\Delta\mathcal{R}$ autour de la tour énergétique. Le rayon est défini comme $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. La reconstruction des amas situés dans le calorimètre central utilise un rayon de 0,2 tandis que dans les bouchons, un rayon de 10 cm est considéré. L'énergie transverse de l'amas E_T est déterminée par rapport au « meilleur » vertex (voir le paragraphe précédent).

Cette méthode de reconstruction est particulièrement adaptée à la reconstruction d'électrons isolés de plus de 15 à 20 GeV. Les électrons enfouis dans un jet de particules nécessitent un algorithme plus subtil [70] qui ne sera pas discuté ici.

Critères d'identification

A ce stade, les amas doivent satisfaire certains critères pour être considérés comme des électrons [71] :

- Fraction Électromagnétique $F_{EM} > 0,9$.
La fraction électromagnétique est le rapport de l'énergie de l'amas dans la partie EM du calorimètre et son énergie totale $F_{EM} = E_{EM}/E_{TOT}$.
- $H_{Matrix} < 20$.
La valeur de la H_{Matrix} correspond à la valeur du χ^2 obtenue lors de la comparaison du candidat électron avec des électrons simulés. Des variables comme le développement transverse et longitudinal de la gerbe sont prises en compte.
- L'isolation $ISO < 0,15$

$$ISO = \frac{E_{TOT}(\Delta\mathcal{R} < 0,4) - E_{EM}(\Delta\mathcal{R} < 0,2)}{E_{EM}(\Delta\mathcal{R} < 0,2)} \quad (2.9)$$

où

- E_{TOT} est l'énergie totale des tours se trouvant dans un rayon de 0,4.
- E_{EM} est l'énergie électromagnétique des tours se trouvant dans un rayon de 0,2.

Les coupures de sélection ont été optimisées à partir d'électrons venant de la désintégration du boson Z. Ces mêmes électrons sont utilisés pour le calcul de l'efficacité. La méthode consiste à prendre un électron qui satisfait les critères et regarder ce qu'il en est pour l'autre électron dit de test. L'efficacité des coupures est estimée à 93% [72] dans le calorimètre central.

Malgré ces critères de sélections optimisés, certains jets ayant une grande composante électromagnétique due à la présence de π^0 peuvent être faussement identifiés comme électrons. De plus les sections efficaces de production de processus QCD, tel le processus de QCD compton ($qg \rightarrow q\gamma$) par exemple, sont très importantes. L'association de l'amas électromagnétique avec une trace est un moyen de lutter contre ce bruit de fond.

Les traces reconstruites dans le SMT et le CFT sont utilisées dans la procédure d'association. Dans certain cas, seules des traces dans le plan transverse sont utilisées. Un algorithme procède à l'association en utilisant une méthode de minimisation de χ^2 . Les variables considérées sont principalement les distances entre la trace extrapolée dans le calorimètre et l'amas dans différentes directions ainsi que le rapport E_T/p_T . La détermination de l'efficacité d'association trace-électron suit une procédure similaire au cas précédent. Elle est de l'ordre de 80% [72] dans le calorimètre central.

Correction de l'énergie

L'énergie de l'électron doit être corrigée pour plusieurs effets comme notamment les non-linéarités des SCA. Cette étape est effectuée au niveau de chaque cellule pendant la reconstruction. Certains effets géométriques [73] doivent être pris en compte ainsi que l'échelle absolue d'énergie établie au moyen de la reconstruction d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [74].

2.2.5.4 Reconstruction des jets

L'algorithme de reconstruction des jets dans le calorimètre est dans son principe similaire à celui des électrons. Les jets étant des objets constitués de plusieurs particules et donc ayant une forme plus étendue dans le calorimètre, la subtilité de l'algorithme réside dans le pouvoir de distinction des différents jets de l'événement. L'algorithme de reconstruction utilisé par l'expérience $D\phi$ est l'algorithme appelé « Run II improved legacy cone » [75].

La première étape consiste à chercher dans le calorimètre les tours énergiques au-dessus de 1 GeV. La direction du jet est donnée par la position de la tour de départ dans le plan $\eta \times \phi$. Les tours se trouvant dans un cône de rayon R donné autour de cette tour sont associées. La direction du jet est recalculée en utilisant une méthode de barycentre : les tours sont affectées d'un poids correspondant à leur énergie transverse. De cette nouvelle position, un nouveau cône est formé et la même méthode est appliquée. Ceci jusqu'à l'obtention d'un jet stable.

A ce stade, il doit être décidé quels jets doivent être regroupés, ou bien comment l'énergie commune entre deux jets doit être distribuée. Si des jets sont à une distance inférieure à $2R$ alors l'énergie dans la région commune est comparée à un seuil. Si elle est supérieure au seuil alors le jet le plus énergétique absorbe l'autre. La direction est recalculée en prenant le barycentre entre les deux jets fusionnés. Si l'énergie commune est inférieure au seuil alors les jets restent séparés mais l'énergie est répartie en fonction de l'énergie transverse des jets de telle façon à ce que le jet le plus énergétique en récupère une plus grande partie. Cette procédure commence avec le jet stable le plus énergétique jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'énergie à partager. Seuls les jets d'impulsion transverse au-dessus de 8 GeV sont conservés par la suite. Des cônes de rayons 0,3 ; 0,5 et 0,7 sont utilisés par le programme de reconstruction. La direction physique (η_{phy}, ϕ_{phy}) du jet correspond à la somme des quadrivecteurs (p_x, p_y, p_z, E) de chaque tour le constituant. Les quadrivecteurs sont déterminés en prenant comme origine le vertex de l'événement. La direction détecteur (η_{det}, ϕ_{det}) du jet est calculée par une méthode de barycentre qui affecte un poids à chaque tour en correspondance avec son impulsion transverse. Le point d'origine est le centre du calorimètre (0,0,0) dans ce cas. De manière identique à l'électron, l'énergie transverse du jet est calculée par rapport au meilleur vertex de l'événement.

L'efficacité de reconstruction des jets a été déterminée au moyen de lots d'événements di-jets ou photon-jet. La figure 2.23 représente l'efficacité de reconstruction en fonction de l'impulsion transverse du jet⁴. Au-delà de 40 GeV, l'efficacité est quasiment constante et de l'ordre de 96%. Des comportements similaires sont observés dans les données réelles et simulées.

⁴Des critères de sélection sont appliqués sur le jet reconstruit. Ils seront décrits dans le paragraphe suivant.

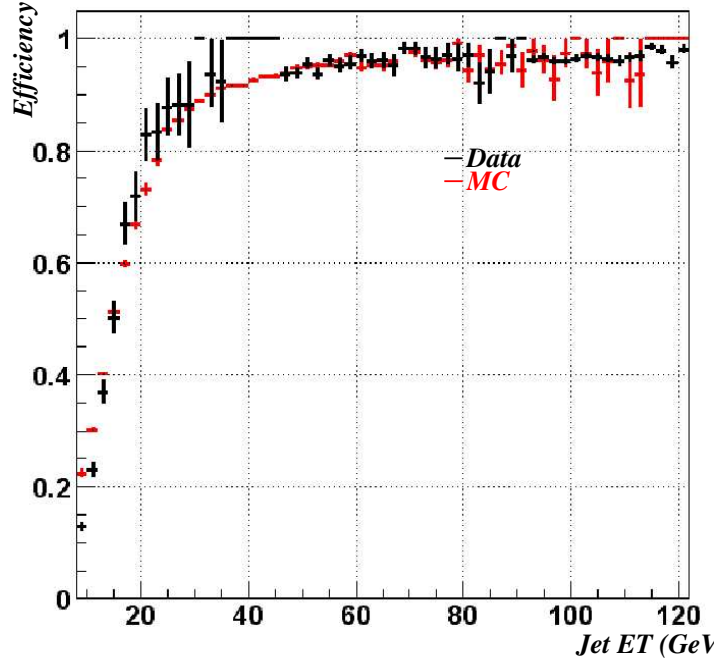


FIG. 2.23 – Efficacité de reconstruction des jets en fonction de l'énergie transverse dans les données réelles (noir) et simulées (rouge).

Critères de sélections

De la même manière que pour les électrons, des critères de sélection sont choisis pour assurer une certaine qualité des jets obtenus [76]. Le choix de ces critères est guidé par les effets connus dans le calorimètre qui peuvent affecter certaines quantités ou bien générer de faux jets. Un jet est considéré comme bon si :

- La fraction électromagnétique $0,05 < F_{EM} < 0,95$. Bien qu'essentiellement composé de hadrons, le jet se développe dès la partie EM mais se doit de ne pas être confiné dans celle-ci.
- La fraction d'énergie dans la partie CH $F_{CH} < 0,4$. Le niveau de bruit étant plus important dans la partie hadronique grossière du calorimètre, un jet ayant plus de 40% de son énergie venant de cette partie est rejeté.
- Le rapport entre les énergies des deux cellules les plus énergiques $Hotf < 10$. Ceci permet d'éviter les jets formés à partir de cellules chaudes du calorimètre.
- le nombre de tours contenant 90% de l'énergie du jet $n_{90} > 1$. C'est aussi pour éviter les jets construits à partir de tours chaudes.

A ces critères viennent s'ajouter d'autres critères permettant de réduire le nombre de jets provenant du bruit qui sont encore trop nombreux. Ces derniers sont surtout le résultat d'un niveau de bruit important dans la partie hadronique du calorimètre. Le taux d'occupation de certaines cellules dans cette région, même avec très peu d'énergie, peut initier la formation de jets. Ces derniers regroupent un nombre important de cellules et sont donc par conséquent larges. Cette caractéristique fut utilisée dans un

premier temps mais un critère de confirmation du jet par des tours du niveau 1 de déclenchement est tout aussi efficace. La chaîne de lecture de ces tours étant différente, elles ne sont pas affectées par le même bruit électronique.

Un jet est confirmé [76] si le rapport de son énergie transverse au niveau 1 et de l'énergie transverse calculée par l'algorithme de cône est supérieure à un seuil. L'énergie transverse du jet au niveau 1 est la somme des énergies transverses des tours se trouvant dans un cône de rayon 0,5 autour de l'axe du jet. Le seuil de confirmation est de 0,4 dans les régions centrale ($|\eta| < 0,8$) et avants ($|\eta| > 1,5$) tandis qu'il est de 0,2 dans la région ICD ($0,8 < |\eta| < 1,5$).

Correction de l'énergie

L'algorithme de reconstruction des jets détermine l'énergie totale du jet comme étant la somme des énergies des tours qui le constituent. Ce calcul de l'énergie ne prend pas en compte les effets de non-linéarités, le bruit, la perte d'énergie dans les matériaux morts, l'énergie en dehors du cône etc.. Si bien que celle-ci ne correspond pas tout à fait à l'énergie du *jet de particules*. Un *jet de particules* est reconstruit de la même manière qu'un jet dans le calorimètre, c'est à dire à partir d'un algorithme de cône. La différence étant que ce jet est constitué uniquement des particules issues de l'hadronisation du parton initial (gluon ou quark) se trouvant dans le cône prédéfini par l'algorithme.

Des corrections [77, 78] doivent donc être apportées à cette valeur de l'énergie de manière à obtenir une valeur la plus proche possible de l'énergie du *jet de particules*. Ces corrections ne sont pas appliquées dans l'objectif de remonter à l'énergie du parton initial.

La relation entre l'énergie mesurée (E_{jet}^{mes}) et l'énergie du *jet de particules* (E_{jet}^{part}) est la suivante :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_o(\mathcal{R}, \eta, \mathcal{L})}{R_{jet}(\mathcal{R}, \eta, E)\mathcal{S}(\mathcal{R}, \eta, E)} \quad (2.10)$$

Les différents membres de l'équation dépendent de la luminosité \mathcal{L} , de la direction η , de la taille du cône \mathcal{R} ainsi que de l'énergie E (mesurée).

- $E_o(\mathcal{R}, \eta, \mathcal{L})$ est l'offset en énergie du jet. Cette contribution provient du bruit dans le calorimètre, des interactions supplémentaires dans le même croisement de faisceau, l'événement sous-jacent ainsi que l'empilement dans l'électronique du calorimètre. L'offset augmente avec la taille du cône et la dépendance en luminosité est reliée au nombre d'interactions supplémentaires. La paramétrisation est effectuée en fonction de la pseudo-rapacité.
- $R_{jet}(\mathcal{R}, \eta, E)$ est la réponse du calorimètre au jet. Ce paramètre est généralement inférieur à un en raison des régions non instrumentées du calorimètre, de l'in-homogénéité de la réponse du calorimètre mais principalement de la différence de réponse entre les parties électromagnétique et hadronique. R_{jet} est déterminé à l'aide de la mesure de l'énergie transverse manquante dans les événements gamma+jet.

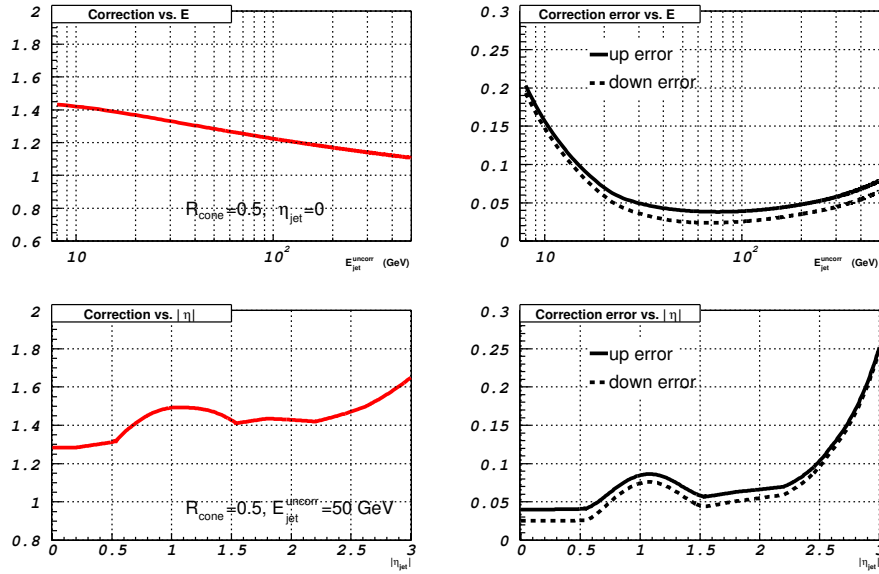


FIG. 2.24 – Échelle d'énergie (gauche) et erreur (droite) des jets de cône de rayon 0,5 dans les données réelles en fonction de l'énergie et η .

- $\mathcal{S}(\mathcal{R}, \eta, E)$ est la fraction d'énergie se trouvant à l'intérieur du cône construit par le programme de reconstruction. Cette fraction dépend de la direction du jet, de son énergie et surtout de la taille du cône.

Étant donné qu'un certain nombre d'effets dans le calorimètre, comme le bruit par exemple, ne sont pas très bien reproduits par la simulation Monte Carlo, il existe une correction de l'énergie des jets différente pour les données et la simulation. La correction de l'énergie des jets implique une correction supplémentaire pour les jets de saveurs lourdes : l'énergie emportée par le neutrino et le muon doit être restituée au jet.

Les figures 2.24 et 2.25 montrent l'évolution de l'échelle d'énergie et de l'erreur sur celle-ci en fonction de l'énergie et de η_{det} du jet pour les données réelles et simulées respectivement.

2.2.5.5 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [79] résulte en principe de la présence de particules dans l'état final interagissant très peu (muons) ou pas du tout (neutrinos) avec le système de détection, plus précisément avec le calorimètre. Comme expliqué précédemment, seules les quantités transverses sont pertinentes dans un collisionneur hadronique.

L'énergie transverse manquante est donc calculée en effectuant la somme vectorielle de l'ensemble des cellules d'énergie positive du calorimètre sauf celles se trouvant dans la partie hadronique grossière (CH). La raison est que cette partie du calorimètre est beaucoup plus sujette au bruit. Les cellules se trouvant dans cette partie génèrent des énergies bien supérieures à quelques centaines de MeV dues à leur taille. Inclure ce genre de cellules bruyantes pourrait ainsi affecter la résolution de l'énergie transverse manquante. Seules les cellules de la partie hadronique grossière étant associées à un

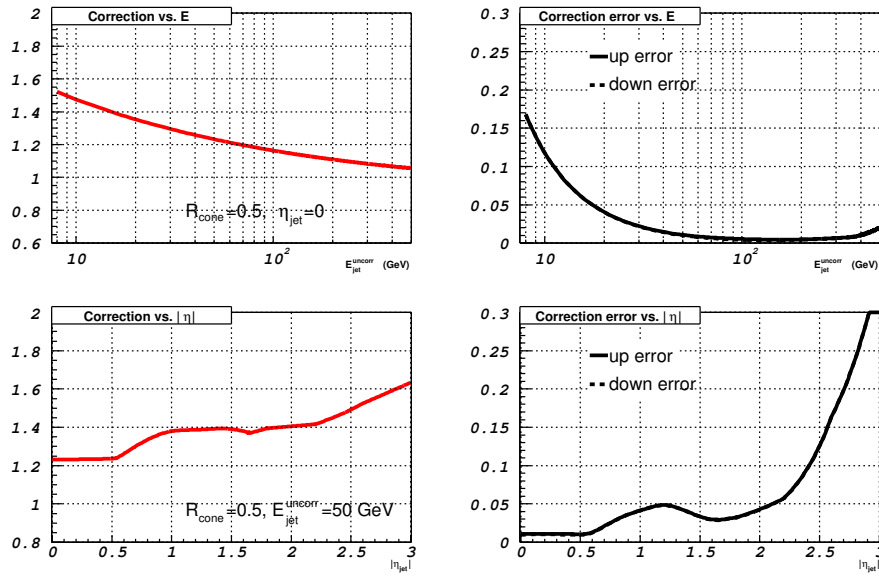


FIG. 2.25 – Échelle d'énergie (gauche) et erreur (droite) des jets de cône de rayon 0,5 dans les données simulées en fonction de l'énergie et η .

bon jet sont conservées dans le calcul. La direction de la \cancel{E}_T est l'opposée de la direction indiquée par la somme vectorielle des cellules.

Les corrections d'échelle d'énergie des jets et des électrons doivent se répercuter sur l'évaluation de l'énergie transverse manquante de l'événement. La contribution de l'échelle d'énergie aux jets est ajoutée vectoriellement. Une correction supplémentaire est effectuée pour la présence de muons dans l'état final. Un muon traversant le calorimètre dépose une énergie au minimum d'ionisation. L'impulsion du muon après déduction de l'énergie déposée dans le calorimètre est soustrait de la \cancel{E}_T .

La \cancel{E}_T est très sensible aux bruits et autres problèmes diverses pouvant apparaître au sein du calorimètre, elle est donc souvent utilisée comme un outil permettant de déterminer la qualité des données. Cet aspect sera abordé plus amplement dans le chapitre qui traitera de analyse.

2.2.5.6 Reconstruction des muons

Les muons peuvent être identifiés au moyen de trois sous-détecteurs indépendants : les détecteurs à muons, les détecteurs de traces et le calorimètre.

Les trois couches du détecteur à muons couvrent 90% de l'acceptance angulaire jusqu'à $|\eta| \leq 2$. Ils permettent une identification efficace des muons ainsi que la mesure de leur impulsion. Les détecteurs de traces (SMT et CFT) permettent une mesure très précise de l'impulsion. Une association des traces et des muons reconstruits dans les détecteurs à muons est possible. La troisième et dernière méthode consiste à identifier

les dépôts d'énergie du muon dans les couches du calorimètre. Cette dernière n'est pas utilisée car elle est encore trop peu efficace⁵.

La reconstruction des muons [80] commence tout d'abord par la recherche d'impacts dans les couches de chambres à dérive et de scintillateurs du détecteur de muons. L'association des impacts forme des segments plus ou moins longs selon que l'algorithme arrive à associer les informations des trois couches A,B et C. Les couches B et C sont généralement associées en premier pour former un segment BC. Les muons locaux, c'est à dire reconstruits seulement par les détecteurs de muons, sont alors classifiés suivant le nombre de segments : A seulement, BC seulement ou alors A et BC. L'association des muons locaux et des traces centrales venant des détecteurs de traces constitue la deuxième étape. Lorsque l'association est possible, c'est à dire lorsque les angles polaire et azimutal entre le muon local et la trace centrale diffèrent de moins d'un radian, un ajustement global est effectué. Les critères de qualité du muon sont choisis suivant son nombre de segments, son association avec une trace ainsi que la qualité de cette trace. On distingue trois niveaux de qualité [80] : « Tight, Medium et Loose », Tight étant le niveau le plus élevé.

Isolation des muons

Les critères d'isolation des muons sont les suivants [81] :

- Énergie dans le halo $< 2,5$ GeV. Le halo est défini comme la région incluse dans un cône de rayon interne 0,1 et de rayon externe 0,4 autour de la direction du muon. L'énergie du halo est l'énergie calorimétrique se trouvant dans celui-ci.
- La somme des impulsions transverses des traces se trouvant dans un cône de rayon $\mathcal{R} \leq 0,5$ autour la direction du muon doit être inférieure à 2,5 GeV.
- La distance $\Delta\mathcal{R}$ entre le muon et un jet doit excéder 0,5⁶.

Efficacité d'identification des muons

L'efficacité d'identification des muons est mesurée à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ enregistrés [80]. Ces événements disposent donc de deux muons isolés d'impulsion transverse élevée. Un lot de données contenant des événements J/ψ est utilisé pour la mesure de l'efficacité d'identification des muons de faible impulsion transverse.

L'un des muons satisfaisant les critères d'identification choisis est désigné comme étant le muon de contrôle. Ce muon doit avoir au moins 30 GeV/c d'impulsion transverse avec une trace associée. Le second muon est alors le muon de test. Les événements retenus pour cette étude doivent avoir au moins deux traces isolées. L'efficacité d'identification correspond alors au nombre de fois où le muon de test satisfait les critères choisis. L'efficacité d'identification des muons est présentée sur la figure 2.26. La distribution de l'efficacité en fonction de ϕ montre un creux dans la région de 5 rad qui correspond à une région très peu instrumentée située sous le détecteur (voir paragraphe 2.2.1.3).

⁵Cette méthode n'est pas utilisée dans la reconstruction mais s'avère très utile dans la détermination d'efficacité.

⁶Ce dernier critère n'est pas toujours utilisé.

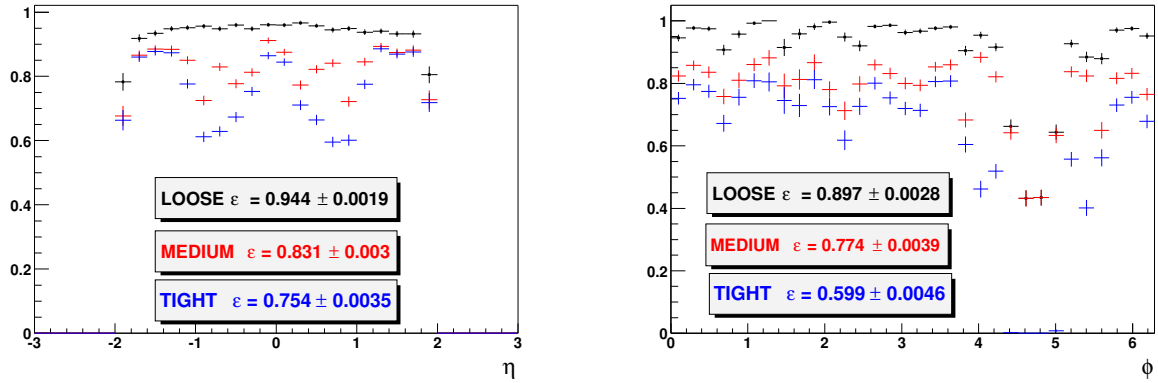


FIG. 2.26 – Efficacité d'identification des muons en fonction de η (gauche) et de ϕ (droite) pour les trois critères de qualité des muons [80].

Efficacité d'association avec une trace

La détermination de l'efficacité d'association [80] avec une trace suit une procédure similaire à celle employée pour le calcul de l'efficacité d'identification. Le même lot est considéré mais seuls sont retenus les événements avec deux muons locaux et au moins l'un d'entre eux associé à une trace centrale de plus de 30 GeV/c d'impulsion transverse. Le muon de contrôle doit être isolé et le muon de test doit au moins avoir une impulsion transverse > 15 GeV/c mesurée par les détecteurs de muons. L'efficacité d'association trace-muon est présentée sur la figure 2.27. Celle-ci avoisine les 95% en moyenne.

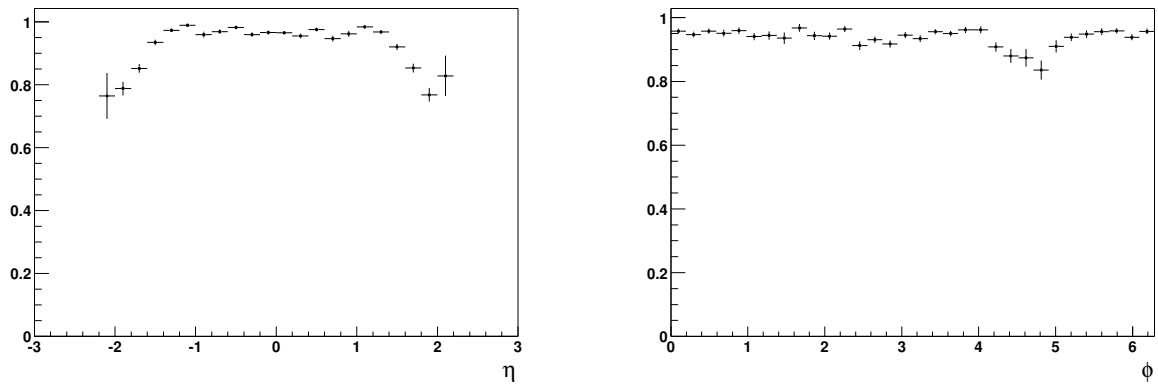


FIG. 2.27 – Efficacité d'associations des muons avec les traces en fonction de η (gauche) et de ϕ (droite).

Chapitre 3

Le déclenchement sur les particules à longue durée de vie

3.1 Introduction

De nombreux processus physiques faisant intervenir des particules du Modèle Standard mais aussi de certaines de ses extensions, produisent des états finals avec la présence de particules à longue durée de vie comme le quark b ou le lepton τ par exemple. Le quark b parcourt quelques millimètres après sa production avant de se désintégrer en un ensemble de particules formant ainsi un vertex déplacé, aussi appelé secondaire, le vertex primaire étant le vertex principal de l'interaction.

Les traces des particules chargées composant ce type de jet sont caractérisées par un grand paramètre d'impact. Le paramètre d'impact étant défini comme la distance la plus proche entre la trace et le vertex primaire comme l'illustre la figure 3.1. Un système de déclenchement capable d'identifier ce type de trace permettrait une meilleure sélection de ces processus physiques. Le déclenchement sur les traces à grands paramètre d'impact (L2STT) vient s'insérer au second niveau de l'architecture de déclenchement de l'expérience DØ. Il combine l'information venant du détecteur de traces (CFT) et celle venant du détecteur de vertex (SMT). Son utilisation permettra une réjection du bruit de fond accrue pour une meilleure utilisation de la bande passante disponible de l'expérience.

Ce chapitre débutera par décrire quelques cas précis du bénéfice de l'utilisation du L2STT pour des processus de physique choisis. La description de ce système sera ensuite abordée. La carte responsable de la reconstruction et le filtrage des impacts dans le SMT sera décrite plus en détail. Ce système bien que complètement installé, n'est pas encore utilisé par l'expérience. Les performances envisageables concluront ce chapitre.

3.2 Motivations

Le système de déclenchement de l'expérience a été présenté dans le chapitre précédent. L'information supplémentaire fournie par le L2STT permet une sélection plus ef-

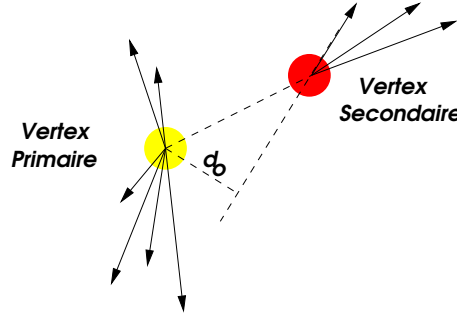


FIG. 3.1 – Représentation du vertex primaire et secondaire de l'événement. La distance d_0 est le paramètre d'impact de la trace par rapport au vertex primaire.

ficace des événements potentiellement intéressants dès le second niveau déclenchement. La motivation première pour introduire un tel système est d'augmenter le pouvoir de réjection du bruit de fond QCD qui domine largement le résultat des collisions. Les événements plus rares, se manifestant par la production d'objets à longue durée de vie, sont alors mieux repérés.

3.2.1 Le quark top

Le processus le plus en vue pour le Run II est la production de paires de quarks top. Ce processus est étudié dans l'ensemble des états finals possibles : le canal dileptonique ($t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu b l^- \bar{\nu} \bar{b}$), lepton et jets ($t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu b q \bar{q} \bar{b}$) et jets ($t\bar{t} \rightarrow q \bar{q} b q \bar{q} \bar{b}$). Dans les deux premiers cas, la présence de leptons dans l'état final permet une meilleure identification du processus au niveau du déclenchement. Le déclenchement sur les électrons repose sur l'information du détecteur de traces, des détecteurs de pieds de gerbe et du calorimètre. L'ensemble de ces canaux ont des quarks b venant de la désintégration du quark t ($t \rightarrow Wb$). Le canal jets peut être sélectionné grâce aux quarks b et contribuer ainsi à l'augmentation de la sensibilité des analyses.

3.2.2 La production $Z \rightarrow b\bar{b}$

L'échelle d'énergie des jets de saveurs lourdes et plus particulièrement des jets de quarks b a besoin d'être déterminée précisément. L'étude de certains processus physiques à résonances repose sur la détermination de la masse invariante du système $b\bar{b}$. Cette échelle peut être extraite à l'aide des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. La signature de ce genre d'événement est la production de deux jets donc très difficilement dissociable de la production QCD $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ dont la section efficace est de plusieurs ordres de grandeurs supérieure. Le problème réside alors dans l'élaboration d'un déclenchement efficace pour constituer un lot important d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. En se basant sur un déclenchement purement calorimétrique, c'est à dire basé sur l'impulsion transverse des jets, ce signal est noyé par la production d'événements QCD. Dans le but d'éviter une fréquence de déclenchement trop élevée, le seuil d'impulsion transverse doit être augmenté à un point où l'efficacité de sélection est très largement réduite. Le L2STT

permet alors d'identifier la présence des jets de b et donc de renforcer ce déclenchement calorimétrique. Le seuil de déclenchement sur l'impulsion peut alors être réduit.

3.2.3 Le Higgs, la supersymétrie et la physique du b

La recherche du boson de Higgs est envisageable au TeVatron dans la région de masse faible c'est à dire si la masse du Higgs satisfait $114 \text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 135 \text{ GeV}/c^2$. La limite inférieure est donnée par les expériences du LEP. Dans cette région la production du Higgs associé à un boson vecteur Z ou W domine. Le Higgs se désintègre principalement en une paire $b\bar{b}$ dans cette région. Le déclenchement sur l'état final $Z(W)H \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ nécessite l'introduction du L2STT. L'étude du signal $Z \rightarrow b\bar{b}$ est essentielle à l'obtention de la meilleure résolution en masse possible. La recherche de particules supersymétriques comme le sbottom (\tilde{b}) dans le canal de désintégration $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ est un autre exemple de l'importance d'un tel système de déclenchement.

Le déclenchement sur les muons permet déjà de couvrir un large éventail de recherche dans le domaine de la physique du b . Le L2STT permettra la mise en place d'une autre méthode de déclenchement mais sera aussi utile à la collection d'événements dédiés à l'estimation du bruit de fond ainsi qu'à la détermination du taux de mauvaise identification des quarks b .

Le déclenchement sur les traces à grand paramètre d'impact permettra d'augmenter la réjection du bruit de fond au second niveau sans affecter l'efficacité de sélection. Ceci permet de fonctionner avec des taux de déclenchement plus faibles pour une meilleure utilisation de la bande passante.

3.3 Le déclenchement sur les traces à grand paramètre d'impact

Le L2STT est l'abréviation pour « Level 2 Silicon Track Trigger » ([82],[83] et [84]). Ce système de déclenchement sur les traces à grand paramètre d'impact opère au second niveau de sélection en combinant les données du CFT et du SMT. Il permet de faire usage de l'information du détecteur de vertex (SMT) au niveau du déclenchement de l'expérience. Comme indiqué dans le chapitre précédent, le SMT ne peut être inclus dès le premier niveau, c'est la raison pour laquelle ce type de déclenchement ne peut être envisagé qu'au second niveau.

Le détecteur de vertex permet une meilleure connaissance de la région d'interaction. La détermination de l'impulsion des traces est alors plus précise lorsque les données du CFT et du SMT sont utilisées. De ce fait, l'efficacité de déclenchement sur les traces au niveau 2 en fonction de leur impulsion transverse, augmente plus rapidement autour du seuil choisi. La contribution du bruit de fond est alors réduite dans ce cas.

Le L2STT est un préprocesseur du second niveau permettant au système global de prendre une décision sur le nombre de traces, leur impulsion transverse et leur para-

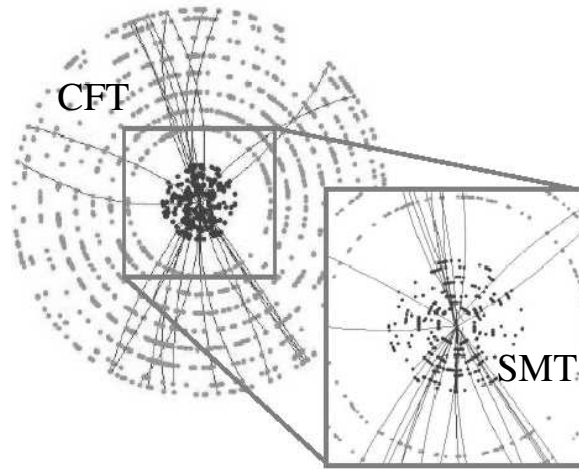


FIG. 3.2 – Le détecteur de trace (CFT) et le détecteur de vertex (SMT en vue agrandie). Les points représentent des impacts dans les détecteurs respectifs et les trajectoires des particules sont représentées par les courbes.

mètre d'impact¹. Des conditions de déclenchement peuvent combiner ces informations dans le but d'optimiser l'efficacité pour le signal choisi.

3.3.1 Principe de fonctionnement

Ce système de déclenchement a pour but de fournir une information précise sur les traces venant de la désintégration de quarks b . Le principe consiste à extrapoler les traces du CFT à travers le SMT comme le montre la figure 3.2. Seuls les impacts dans le SMT qui coïncident avec au moins une trace du CFT sont retenus. Cette étape de filtrage est nécessaire compte tenu de l'activité importante dans la région proche des faisceaux. Les impacts et les traces sont utilisés dans un ajustement global de la trajectoire des particules à travers ces deux détecteurs. La paramétrisation de la trace permet le calcul des quantités utilisables comme conditions de déclenchement.

Le temps imparti à ce préprocesseur pour produire l'ensemble des données nécessaires au processeur global est de l'ordre de $50\mu s$. Cette limitation est une contrainte sévère sur la conception de ce système. Bien que l'électronique disponible aujourd'hui soit suffisamment rapide pour permettre un temps de calcul relativement court, le transfert de données entre les différents sous-systèmes reste un facteur limitatif important.

Le L2STT n'utilise que l'information axiale des détecteurs de traces et de vertex : uniquement les données des fibres du CFT et des micro-pistes du SMT alignées le long de l'axe du faisceau sont utilisées dans la détermination de la trajectoire. L'ajustement des traces est effectué dans le plan transverse ($r\phi$) à l'axe z . Le volume de données est ainsi largement réduit et les algorithmes sont de cette sorte plus simples est facile-

¹La position du vertex n'étant pas connue au niveau 2, le paramètre d'impact est évalué par rapport à la position du faisceau dans le plan transverse.

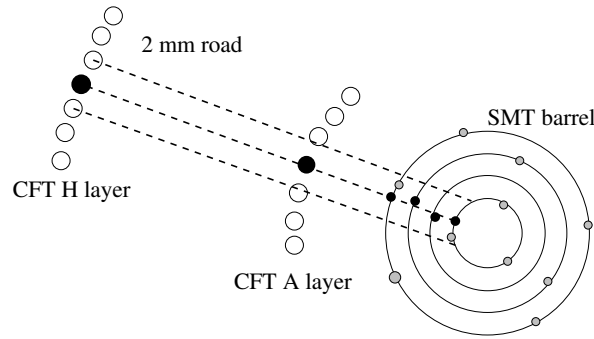


FIG. 3.3 – Description d'une route et sa propagation dans le SMT.

ment optimisables. L'ajustement dans le plan transverse est suffisamment précis pour permettre un déclenchement efficace.

L'information du détecteur de traces n'est pas utilisé directement par le L2STT mais plutôt après avoir été traitée par son système de déclenchement de niveau 1 correspondant : le L1CTT (pour « Level 1 Central Track Trigger » [85]). Ce dernier reconstruit les traces dans le détecteur pour un déclenchement possible sur leur nombre et impulsion transverse au premier niveau. Cette information est alors disponible pour le L2STT qui les traduit en route dans le SMT à l'aide de tables de conversion. Une route est représentée par un intervalle de ± 2 mm à l'intérieur du SMT comme l'indique la figure 3.3. Les impacts du SMT tombant dans l'un de ces intervalles sont utilisés dans l'ajustement final.

La totalité de l'information est ensuite transmise au système global pour une décision finale de second niveau.

3.3.2 Description du système

Le L2STT est composé d'une série de cartes électroniques (de standard 9U×400-mm) disposées dans des châssis métalliques munis de connecteurs fournissant de l'alimentation et un système de refroidissement par ventilation. Ces compartiments métalliques sont appelés « crates » et sont conformes au standard VME64/VIPA [86]. Le SMT est découpé en 12 secteurs de 30° comme le montre la figure 3.4. Un crate du L2STT regroupe deux secteurs du SMT. Il existe donc 6 crates de ce type au total. L'ensemble de l'électronique du L2STT est placé non loin du détecteur dans une salle située à quelque mètres au-dessus.

Dans chaque crate est disposé un jeu de 14 cartes dont les fonctions sont les suivantes :

- 1 Fiber Road Card (FRC).

Cette carte est responsable de la réception des données provenant du L1CTT et de leur transmission aux cartes STC et TFC.

- 9 Silicon Trigger Card (STC).

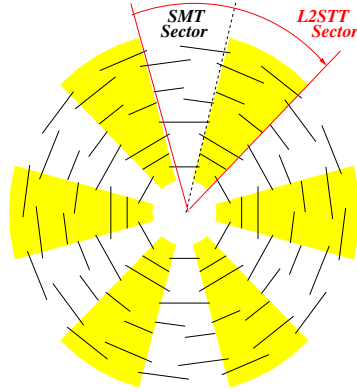


FIG. 3.4 – Vue en coupe du SMT montrant ses différentes couches. Définition d'un secteur du L2STT.

Les STC effectuent la reconstruction des points d'impact dans le détecteur de vertex. Elles sont aussi responsables du filtrage de ces impacts en utilisant les routes venant de la carte FRC.

- 2 Track Fit Card (TFC).

Ces 2 cartes utilisent les impacts trouvés par les STC et les routes venant de la FRC pour ajuster des traces globales.

- 1 Crate Controller Card.

Le contrôleur du crate est responsable d'assurer la communication avec les ordinateurs de surveillance et de maintenance situés dans la salle de contrôle de l'expérience DØ. Le contrôleur est sollicité pour télécharger les paramètres nécessaires au fonctionnement des cartes mais aussi pour effectuer des tests quand cela s'avère nécessaire.

- 1 VBD (VME Buffer Driver).

Cette carte récupère les données de chacune des autres cartes et les transmet au déclenchement de niveau 3 au moyen d'une connexion très rapide. Ce transfert est géré par une carte SBC (Single Board Computer) du niveau 3.

Une représentation d'un crate du L2STT est présenté sur la figure 3.5. Les cartes FRC, STC et TFC seront décrites en détail dans ce qui suit.

Un crate est donc chargé de traiter l'ensemble des données de 2 secteurs du SMT. Les crates ne communiquent pas entre eux et ignorent les traces croisant deux secteurs voisins. Cette perte d'acceptance est très faible comparée à celle introduite par le faible recouvrement des régions actives de la couche 3 du SMT. La perte d'acceptance dépend de l'impulsion transverse et du paramètre d'impact mais ne dépasse pas 2,2%.

Le transfert des données provenant du SMT et du CFT au L2STT est effectué par des fibres optiques (HP G-link). La réception est assurée par des modules VTM (VME Transition Module [87]) placés à l'arrière du crate et connectés à chacune des cartes FRC et STC. La communication entre les cartes d'un même crate est prise en charge par des connecteurs en série LVDS (Low Voltage Differential Signaling [88]) de

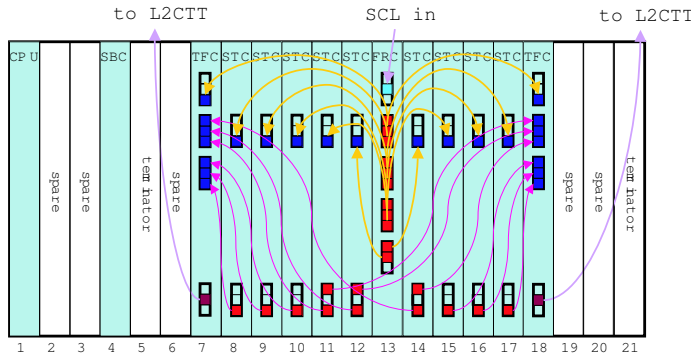


FIG. 3.5 – Un crate du L2STT. Il y a 6 crates au total. Chaque crate est muni d'un jeux de cartes FRC, STC et TFC.

deux types : LRB ou LTB [89] pour une utilisation en réception ou en transmission respectivement. La fréquence maximale d'utilisation est de 32 bits transmis à 32 MHz.

Les cartes FRC, STC et TFC s'insèrent chacune sur des cartes mères identiques. Ces cartes mères [90] fournissent un ensemble de 3 bus PCI [91] fonctionnant à 33 MHz assurant le transfert des données entre les différents éléments au sein d'une même carte.

Une fois traitées les données sont transférées par LVDS au L2CTT [92] disposant d'une carte L2Beta² chargée de les transmettre au processeur global.

3.3.2.1 Fiber Road Card (FRC)

La fonction principale de la carte FRC [94] est de réceptionner les traces en provenance du L1CTT et de les transmettre aux cartes STC et TFC. Elle assure aussi la communication du L2STT avec le système de contrôle du déclenchement de l'expérience DØ (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.2). Ce système de contrôle communique au moyen d'un protocole appelé SCL (Serial Command Link [94]) par lequel des commandes d'initialisation (SCL-INIT) par exemple sont transmises à l'ensemble de l'architecture du déclenchement. Les commandes les plus importantes sont celles faisant part de la décision de niveau 1 (LEVEL1-ACCEPT) et de niveau 2 (LEVEL2-ACCEPT). Des informations complémentaires consistent aussi en un numéro attribué à l'événement en cour de traitement ainsi qu'une commande spécifiant le type de données supposées être transférées par les cartes du L2STT au niveau 3.

La carte FRC combine les informations venant du système de contrôle et du L1CTT avant de les transmettre. Elle est donc responsable de l'organisation du transfert des données de chaque carte vers la carte VBD en connexion avec le niveau 3.

²Il existe une carte L2Beta par préprocesseur du niveau 2 [93]. Elles organisent les données et les transmettent au système global sous un format utilisable. Dans le cas du L2CTT, elle est chargée de ranger les traces par ordre décroissant en p_T par exemple.

3.3.2.2 Silicon Trigger Card (STC)

La carte STC [82, 95, 96], est chargée tout d'abord d'identifier les amas de charges déposés par les particules dans les régions actives du SMT. Une simple méthode de barycentre est alors employée pour déduire la position exacte de l'impact de la particule. Une carte STC traite un total de 8 détecteurs au silicium du SMT. Un jeu de 9 cartes est donc nécessaire pour traiter l'ensemble des détecteurs dans deux secteurs de 30°.

Les traces provenant de la carte FRC sont converties en route dans le SMT comme indiqué précédemment. Des tables de conversion sont sollicitées pour effectuer cette tâche. Pour des raisons de simplicité et de temps de calcul, seules les positions de la trajectoire dans la première (couche A) et dernière (couche H) couche du CFT sont utilisées dans l'élaboration de cette table. Cette-ci est utilisée pour le filtrage des impacts dans le SMT.

Cette carte sera décrite plus en détail dans la partie suivante.

3.3.2.3 Track Fit Card (TFC)

Les TFC [98] sont les dernières cartes de la chaîne de traitement du L2STT. Elles doivent dans un premier temps traduire les impacts venant des STC et les routes du FRC en coordonnées physiques (r, ϕ) au moyen de tables de conversion. L'ajustement de la trajectoire est effectué dans des composants électroniques DSP (Digital Signal Processor type TI-TMS320C62033 300 MHz [98]) programmable en langage C. Il y a 8 DSP par carte TFC produisant chacun un ajustement à la fois.

Chaque DSP récupère une trace et les impacts associés. Seuls les impacts les plus proches de la traces sont conservés. Si ils sont au nombre de 3, venant de trois couches différentes du SMT, alors un ajustement est calculé. Dans le cas ou quatre impacts sont trouvés dans quatre couches différentes, celui contribuant le plus au χ^2 est retiré de l'ajustement [99]. L'ajustement utilise l'équation d'un cercle :

$$\phi(r) = b/r + \kappa r + \phi_o \quad (3.1)$$

où les paramètres b , κ et ϕ_o ont la signification suivante :

- b est le paramètre d'impact par rapport au point origine (0,0,0).
- κ est la courbure de la trace.
- ϕ_o est l'angle azimutal de la trace au point de distance minimale entre la trace et l'origine (0,0,0).

L'ajustement consiste à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=hits} \left| \frac{\phi_i - \phi(r)}{\sigma_i} \right|^2 \quad (3.2)$$

Une correction doit être faite au paramètre d'impact du fait de la position du faisceau (r_B, ϕ_B) qui peut être différente de l'origine. Le paragraphe suivant traitera de ce point.

3.3.3 Position du faisceau

La position du faisceau est d'une importance capitale au bon fonctionnement du L2STT. Sa détermination sera discutée en détail dans le paragraphe 3.5.3. Si la position du faisceau est différente de l'axe z alors des corrections doivent être apportées à deux endroits :

Correction des tables de conversion trace-route :

Les tables de conversion des traces en routes utilisées par les cartes STC sont produites en prenant l'origine du détecteur comme position du faisceau dans le plan (r, ϕ) . Les tables doivent être recalculées si le faisceau a une position différente. Une façon plus pratique d'opérer est de générer un jeu de tables pour différentes positions et de les décharger dans la carte au moment opportun.

Correction du paramètre d'impact :

La position du faisceau dans le plan transverse (r_B, ϕ_B) peut être utilisée pour corriger le paramètre d'impact [98, 100] :

$$b^{corr} = \frac{1}{2\kappa} - \sqrt{A^2 + r_B^2 + 2Ar_B \sin(\phi_B - \phi_o)} \quad (3.3)$$

où $A = \frac{1}{2\kappa}(1 - 2\kappa b)$.

En utilisant un développement de Taylor de l'équation 3.3 au premier ordre en A et en négligeant les termes quadratiques en κ , cette expression se réduit à :

$$b^{corr} = b + r_B \sin(\phi_B - \phi_o); \quad (3.4)$$

Cette correction est facilement effectuée par les composants DSP de la carte TFC.

3.4 La carte STC

Présentation

La carte STC est responsable du traitement des données du détecteur de vertex. Elle est placée sur une carte mère lui permettant d'être alimentée et de communiquer avec l'extérieur. La figure 3.6 représente un schéma de la carte mère qui abrite la carte STC. Les entrées et sorties de ce système y sont spécifiées. Une photo de la carte fille STC est montrée sur la figure 3.7.

Comme indiqué sur la figure 3.6, la carte STC reçoit les données transportées par quatre fibres optiques connectées au VTM. Ces fibres transmettent les informations venant de deux détecteurs au silicium. Une carte STC reconstruit donc les impacts de 8 détecteurs au silicium différents. Les algorithmes de reconstruction et de filtrage sont mis en œuvre au sein d'un composant FPGA (Field Programmable Gate Array) de technologie Xilinx visible sur la figure 3.7. Ce composant sera décrit plus en détail par

la suite mais les raisons de son utilisation sont les suivantes : Il met à disposition des ressources (en terme de portes logiques) importantes et modulables pour la mise en place d'algorithmes plus ou moins compliqués. De plus les logiciels d'interface utilisés pour la programmation et la simulation permettent une conception efficace.

Contraintes sur la conception

Compte tenu du nombre important de canaux de lecture à traiter et du peu de temps imparti à la tâche de reconstruction et de filtrage, la conception de la logique est guidée par le besoin d'optimisation du temps de calcul. La fréquence interne du FPGA peut atteindre quelques centaines de MHz suivant l'algorithme et les ressources nécessaires à sa mise en place. La fréquence maximale d'opération doit être atteinte dans le but de réduire le temps de latence tout en gardant une puissance de consommation raisonnable³.

Des algorithmes simples ont été implantés dans les composants FPGA et seront décrits dans la suite de ce chapitre. Ces derniers ont été optimisés de telle façon qu'ils nécessitent peu de ressources. L'accent a aussi été mis sur le traitement des tâches en parallèle pour une économie du temps de calcul. La logique est de ce fait suffisamment simple pour être implantée dans un composant FPGA unique.

Structure interne

Une représentation de la structure de la logique est montrée sur la figure 3.8. La figure 3.8 montre les quatre ports d'entrée de données venant du SMT. Chaque canal du STC reconstruit les impacts d'un détecteur au silicium. Le module de contrôle, représenté au bas de la figure, est chargé d'organiser le traitement des données dans les canaux. Son intervention reste du moins limité au niveau de chaque canal car ces derniers fonctionnent de manière indépendante et en parallèle. Le module de contrôle est principalement utilisé pour l'initialisation des tâches, la récupération des informations produites par chaque canal et la communication avec les bus PCI pour la réception et l'évacuation des données. Les deux composants SDRAM (Synchronous Dynamic RAM) sont des éléments mémoires dans lesquels sont stockées les tables de conversion des traces en routes et les données susceptibles d'être transmises au niveau 3 du système de déclenchement. Le module de contrôle est chargé d'interroger la table et de gérer le transfert de données pour le niveau 3.

Un canal du STC

Un canal du STC se scinde en trois parties comme indiqué sur la figure 3.9. En suivant le sens du parcours de l'information : Une partie est nécessaire à la réception des données du SMT (STRIP-READER), une seconde partie identifie les amas et reconstruit les impacts (CENTROID-FINDER) et la dernière partie filtre les impacts trouvés (HIT-FILTER).

³La puissance de consommation du FPGA ne doit pas dépasser les spécifications techniques afin d'éviter toute surchauffe qui pourrait endommager le composant.

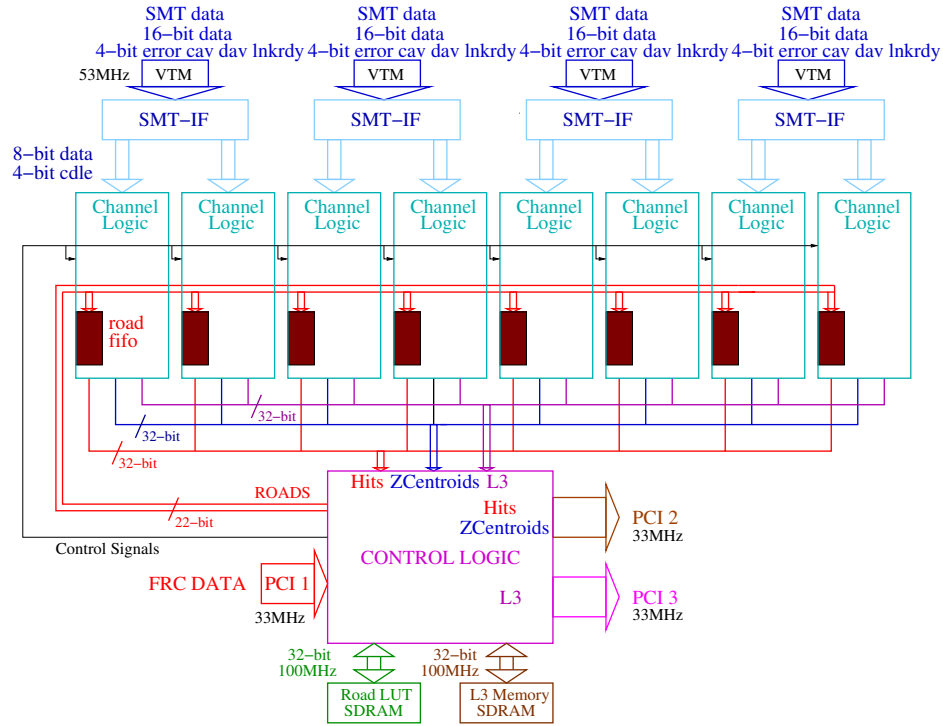


FIG. 3.8 – Représentation de la logique implantée dans le composant FPGA de la carte STC [96]. L'information des 8 détecteurs au silicium est traitée par les 8 canaux du STC. Le module de contrôle est aussi représenté.

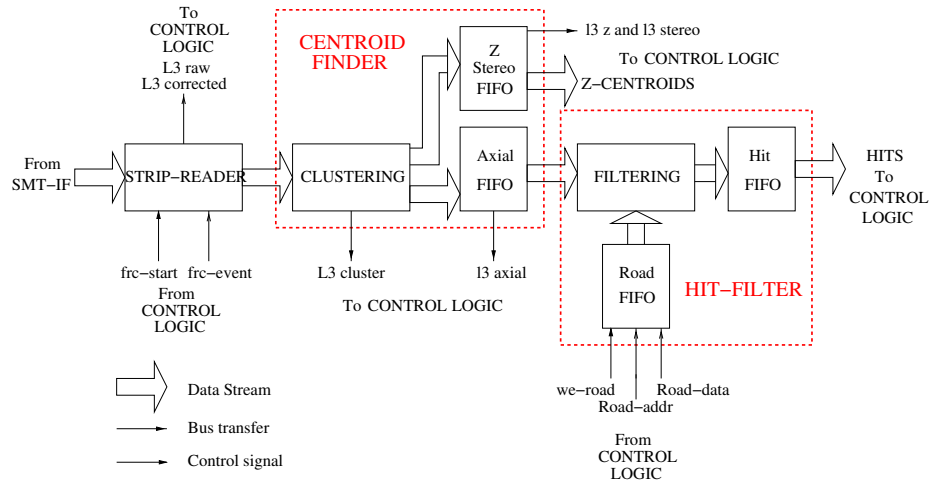


FIG. 3.9 – Représentation d'un canal du STC. On peut distinguer les trois modules STRIP-READER, CENTROID-FINDER et HIT-FILTER.

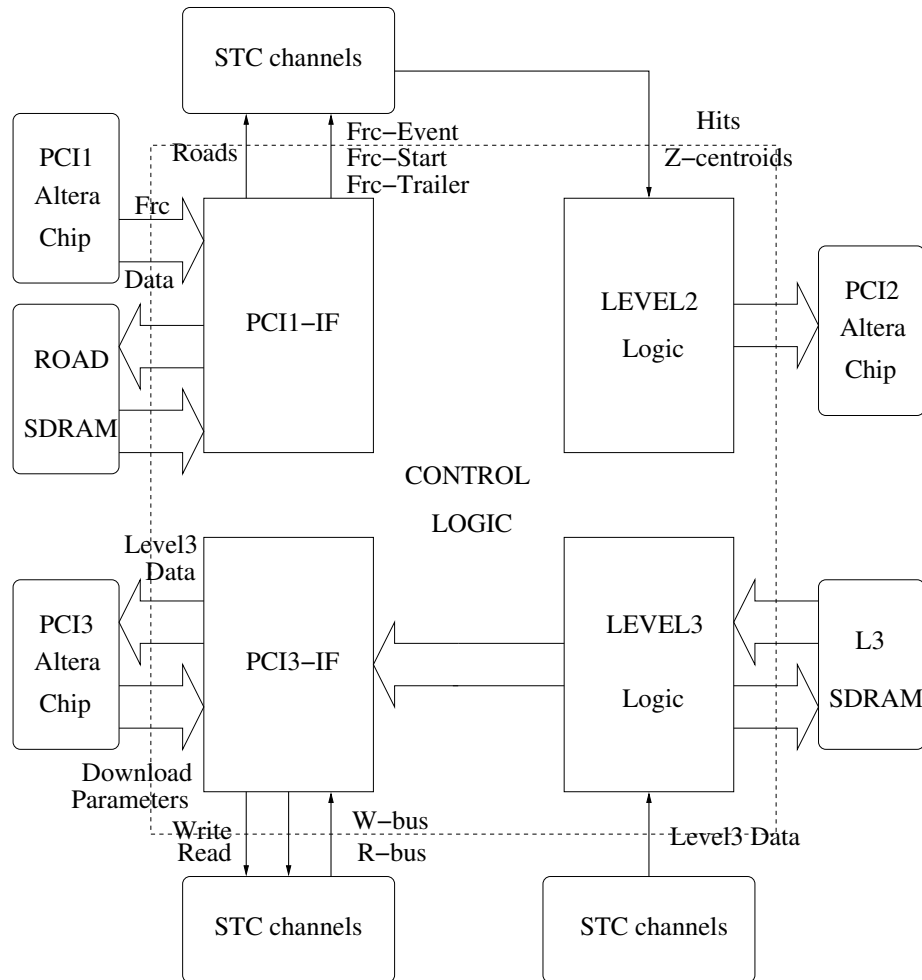


FIG. 3.10 – Représentation du module de control.

Le module de contrôle

Le module de contrôle est représenté sur la figure 3.10. Il est composé de quatre sous-modules d'interfaces avec les trois bus PCI et les 2 SDRAM (de type Micron MT48LC2M32B2 [97]). La communication avec les bus n'est pas effectuée directement par le module de contrôle mais par des FPGA de technologie ALTERA (aussi visibles sur la figure 3.7). Ces derniers mettent en exécution le protocole de communication PCI.

Chacune de ces parties sera décrite dans ce chapitre. Une première partie abordera le parcours des données du SMT jusqu'au L2STT. Les algorithmes de reconstruction et filtrage des impacts seront décrits en détail. Une dernière partie sera consacrée à la procédure de mise en place de la logique dans un FPGA.

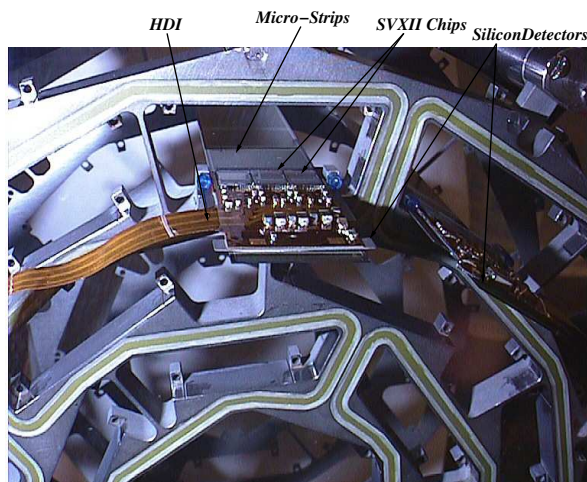


FIG. 3.11 – Photo d’une vue en coupe du détecteur de vertex (SMT). Les position des détecteurs au silicium sont montrées ainsi qu’une nappe HDI (High Density Interconnect). Les composants de lecture SVXIIe y sont indiqués.

3.4.1 Les données du SMT

3.4.1.1 Le parcours des données

Le détecteur de vertex est décrit dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.1.1), seule l’électronique de lecture est discutée dans ce qui suit.

La lecture :

Les micro-pistes des détecteurs au silicium sont connectées à des composants électroniques servant à la lecture : les SVXIIe [101]. Ces derniers intègrent les charges dans un condensateur avant de les numériser au moyen d’ADC (Analog to Digital Converter). Les SVXIIe d’un même détecteur au silicium sont placés sur une nappe en capton flexible appelé HDI pour High Density Interconnect (voir figure 3.11). Les HDI permettent la lecture vers des cartes électroniques externes aux détecteurs.

Les cartes adaptateurs fournissent le courant aux HDI et transmettent l’information aux cartes interfaces (situées au pied du calorimètre). Les cartes interfaces redirigent ensuite les signaux aux cartes séquenceurs [102]. Les données sont alors propagées de la carte séquenceur à la fois vers l’électronique de lecture du SMT et vers le L2STT par fibres optiques de haut débit. La transmission est exécutée à une fréquence de 53 MHz.

Le format :

Le format utilisé par le SMT est le suivant : Les fibres optiques transmettent les données de deux détecteurs au silicium. L’information d’un seul détecteur est contenue dans une succession de mots de 8 bits. Un total de quatre bits de contrôles est utilisé. Les

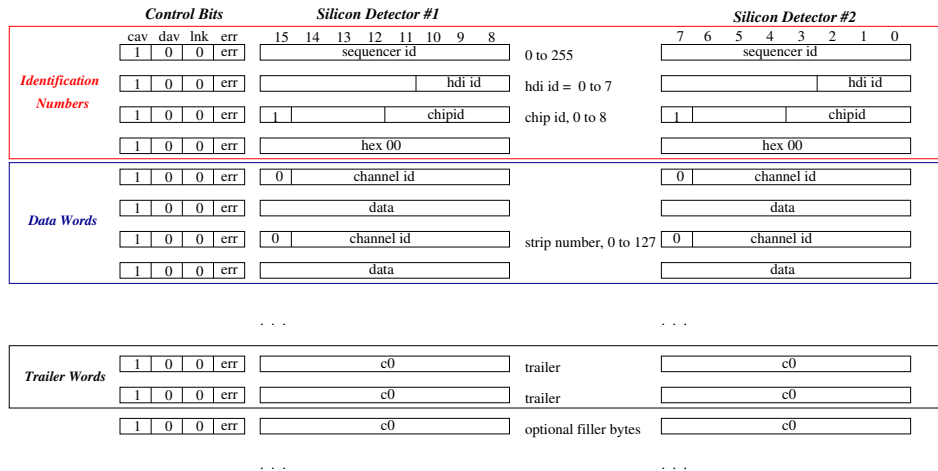


FIG. 3.12 – Format des données du SMT parcourant les fibres optiques. Les données extraites de deux détecteurs au silicium sont propagées.

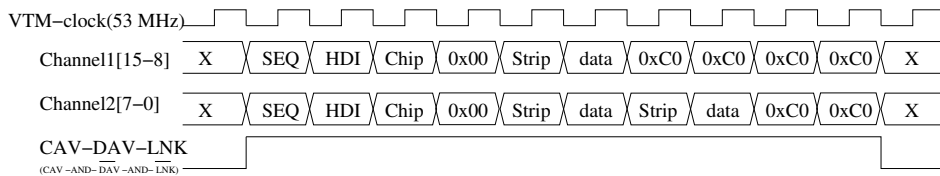


FIG. 3.13 – Propagation des données à travers les fibres optiques. L’horloge utilisée par le VTM est indiquée. Le signal « CAV-DAV-LNK » est une combinaison logique de signaux indiquant la validité des données propagées. Ce signal est haut si les données sont utilisables.

premiers mots sont des chiffres d’identification et les données suivent comme l’illustre la figure 3.12.

Les données sont propagées au rythme d’une horloge dont la fréquence est de 53 MHz. La figure 3.13 illustre le transfert des données le long des fibres optiques.

Les deux premiers mots (« sequencer-id » et « hdi-id ») permettent d’identifier la carte séquenceur et la nappe HDI du détecteur au silicium en question. Le numéro stocké dans le mot « chip-id » est le numéro d’identification du composant SVXIIe placé sur le HDI. Il peut y avoir jusqu’à 9 composants sur un même HDI (c’est surtout le cas des détecteurs au silicium à double-faces actives). Il ne peut y avoir plus que 5 SVXIIe montés avec des micro-pistes axiales. La suite est une succession de mots « strip-id » et de mots « data » en alternance. Le mot strip-id est le numéro de la micro-piste touchée par la particule traversant le détecteur tandis que le mot data est le nombre de coups ADC enregistrés sur cette micro-piste (à chaque SVXIIe sont montés 128 micro-pistes soit 640 micro-pistes axiales par détecteurs au silicium). La transmission se termine par une succession d’au moins 2 mots xC0 (mot hexadécimal).

Les quatre premiers bits sont des bits de contrôle permettant de surveiller la transmission. Pendant une transmission de données, les bits CAV, DAV et LNK (Link Ready) doivent montrer la séquence précise présentée dans la figure 3.12.

3.4.2 La réception des données

Il y a deux types de données à réceptionner :

- les coups d’ADC sur les micro-pistes du SMT.
- les traces trouvées par le L1CTT.

3.4.2.1 Coups d’ADC dans le SMT

Un module d’interface appelé **SMT-IF** visible sur la figure 3.8 est responsable de la réception des données du SMT. Il enregistre les données dans une mémoire provisoire plus communément appelée FIFO (First In First Out ⁴). Il dirige ensuite ces données vers deux canaux.

Le premier module d’un canal du STC (voir figure 3.9) est un module de réception. Sa première tâche consiste à lire les données stockées dans le FIFO mot par mot et de reconnaître le format décrit sur la figure 3.12. Les tâches suivantes sont effectuées :

- Identification des numéros de HDI et de carte séquenceur dans le but de s’assurer que la carte STC reçoit les données des détecteurs au silicium auquel elle est censée être connectée. Les tables de conversion des traces en routes par exemple sont spécifiques à chaque STC.
- Identification des mots chip-id et strip-id. Le chip-id permet de savoir de quel type de micro-piste il s’agit : axial, stéréo ou 90°. Il permet aussi de connaître le gain et les piédestaux à appliquer pour la correction des données reçues. Les gains et piédestaux sont stockés dans des tables (blocs mémoires du FPGA). L’association des chip-id et strip-id forme un mot de 11 bits correspondant à l’adresse d’une micro-piste sur le détecteur de silicium.
- Identification des micro-pistes bruyantes ou mortes : Une table contenant la liste de ces micro-pistes problématiques peut être interrogée. Les coups d’ADC correspondants doivent être ignorés (le coup d’ADC est forcé à une valeur 0 dans ce cas).

A ce stade, les données sont corrigées et prêtes à être traitées par l’algorithme de reconstruction des impacts. Seule l’information des micro-pistes axiales est envoyée. Un numéro d’événement est attribué à ce bloc de données. Ce numéro est assigné par le module de contrôle de la carte STC.

3.4.2.2 Les traces

La carte FRC transmet une liste de traces que le module de contrôle stocke dans un FIFO. Une trace est alors lue et convertie en un jeu de 8 intervalles en s’adressant à la table de conversion, soit un jeu d’intervalles par canal (ou détecteur au silicium). Les

⁴Ce composant fonctionne de telle manière à ce que le premier mot écrit soit le premier mot lu en sortie.

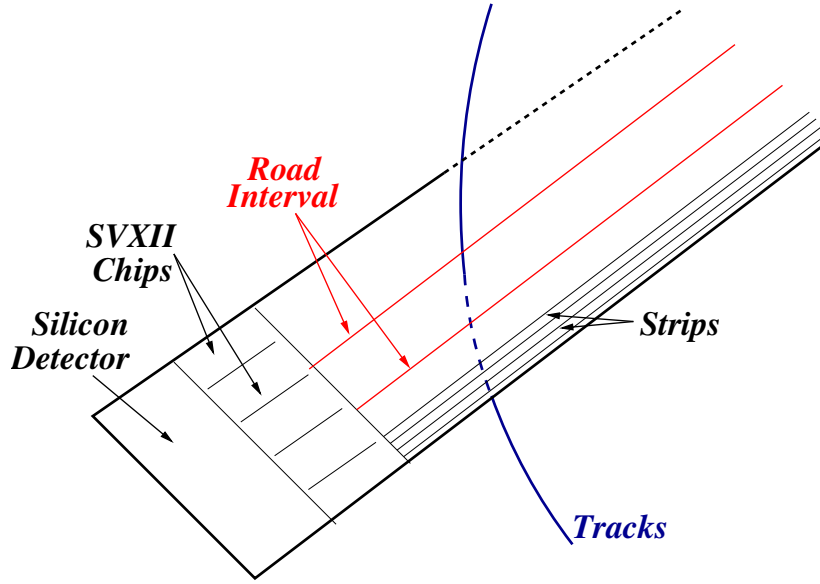


FIG. 3.14 – Définition d'une route. Une route est un intervalle dont chaque borne correspond à l'adresse (chip-id + strip-id soit 11 bits) d'une micro-piste d'un détecteur.

bornes des intervalles sont en fait des adresses de micro-pistes sur un détecteur donné comme l'illustre la figure 3.14.

Une même trace donne 8 intervalles différents à travers 8 détecteurs différents dont les données des micro-pistes sont traitées par les 8 canaux du STC. Lorsque toutes les routes sont écrites dans les mémoires des 8 canaux, le filtrage peut commencer.

Le numéro de l'événement recueilli par le module de contrôle dans les données transmises par la carte FRC est envoyé aux 8 canaux. Il sera vérifié en bout de chaîne. S'il diffère, alors une erreur s'est produite et les informations ne peuvent être utilisées par le déclenchement. Les données du SMT et du L1CTT proviennent de 2 endroits différents, la synchronisation doit être respectée. Un événement est transmis au L2STT toutes les $9 \mu s$ en moyenne. Un compteur s'assure que cet écart de temps n'est pas dépassé, auquel cas les données ne sont pas non plus utilisables. Cette erreur est la plus sévère et nécessite une initialisation globale du déclenchement si le système n'arrive pas à se resynchroniser.

3.4.3 L'algorithme de reconstruction des impacts

L'algorithme de reconstruction des impacts dans le SMT se divise en deux parties [96] :

- Identification et reconstruction des amas d'énergie dans le détecteur formés au passage des particules.
- Calcul précis du centre de l'amas. Ce centre, une fois identifié, correspond à la position de l'impact de la particule.

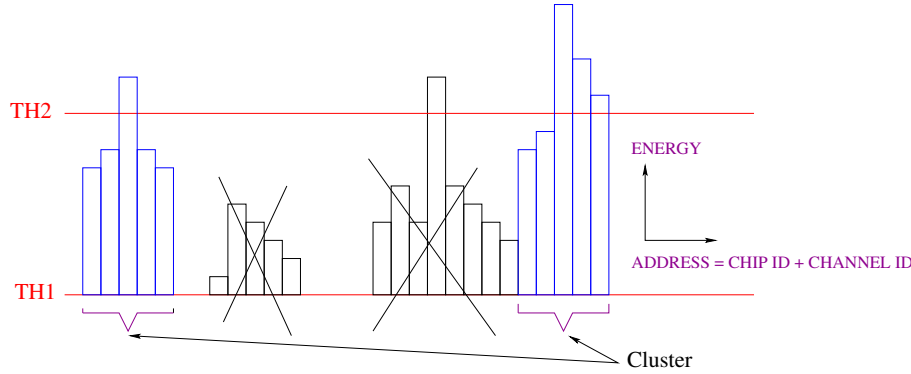


FIG. 3.15 – Possibilités d’amas d’énergie (ou clusters) trouvés dans un détecteur au silicium.

3.4.3.1 Reconstruction des amas d’énergie

La lecture des micro-pistes du SMT se fait en série et de façon continue en partant de la micro-piste 0 associée au composant SVXIIe numéroté 0.

Un amas d’énergie regroupe un ensemble de 5 micro-pistes au maximum dont les adresses sont continues. Une discontinuité dans l’adresse engendre la création d’un nouvel amas. Les amas étalés sur 2 composants SVXIIe sont tolérés. Pour faire partie d’un amas, les coups d’ADC de chaque micro-piste doivent être supérieurs à un seuil en énergie noté *Threshold1* prédéfini. Cette mesure permet d’éviter les micro-pistes bruyantes ou mortes dont le nombre de coups d’ADC a été forcé à zéro (voir 3.4.2.1). Un second seuil en énergie noté *Threshold2* permet d’identifier le centre de l’amas. La micro-piste ayant un nombre de coups d’ADC supérieur au *Threshold2* est considéré comme le centre de l’amas. S’il y a plusieurs maximums possibles, alors c’est la micro-piste avec le plus grand nombre de coups d’ADC qui est choisi comme centre. La figure 3.15 représente des possibilités d’amas d’énergie dans le détecteur.

3.4.3.2 Détermination de la position de l’impact

Le centre de l’amas d’énergie constitue déjà une première estimation de la position de l’impact de la particule dans le détecteur. Cependant, l’énergie déposée sur les micro-pistes de part et d’autre de la micro-piste centrale peut montrer un déséquilibre. La position de l’impact peut alors être déterminée de façon plus précise au moyen d’une méthode simple du calcul du barycentre de ce système en affectant chaque micro-piste d’un poids égale au nombre de coups d’ADC :

$$d = \frac{-2 \times D_1 - D_2 + D_4 + 2 \times D_5}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4 + D_5} \quad (3.5)$$

Les variables D_1 , D_2 , D_3 , D_4 et D_5 sont les coups d’ADC des 5 micro-pistes qui composent l’amas. L’adresse complète du point d’impact inclut l’adresse de la micro-piste centrale de l’amas et les 2 bits de précision venant du calcul du barycentre (voir figure 3.16). Un impact est alors défini comme une adresse représentée par un mot

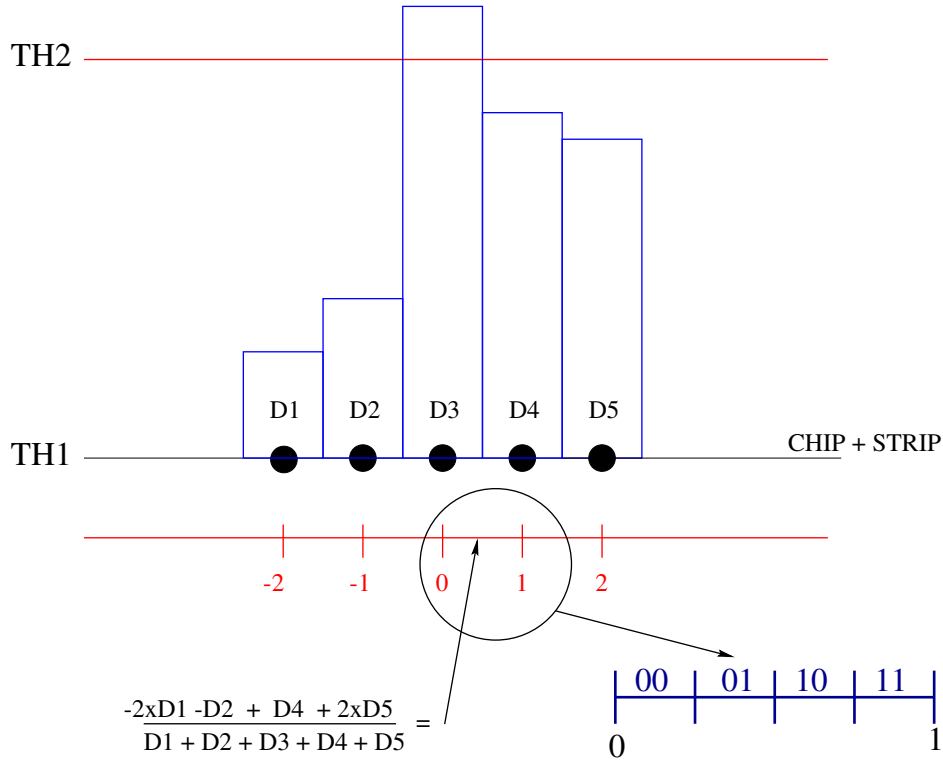


FIG. 3.16 – Calcul de la position du point d'impact (ou Hit) dans le détecteur.

de 13 bits. Le DE/DX, défini comme la somme des coups d'ADC de l'amas est aussi transmit.

3.4.4 Le filtrage des impacts

3.4.4.1 Choix de conception

Le filtrage des impacts est effectué en série, c'est à dire qu'un seul impact est filtré à la fois. La procédure de filtrage n'est achevée que lorsque l'ensemble des impacts ont été comparés à la totalité des intervalles (ou routes). Cette approche a l'avantage de ne nécessiter que deux modules comparateurs de 11 bits. Un module comparateur émet un signal de sortie 1 si l'adresse de l'impact est inférieure (supérieure) à la borne supérieure (inférieure) de l'intervalle défini par la route. Les bits de précision de l'adresse complète de l'impact ne sont pas pris en compte dans la comparaison.

Ce choix de conception permet d'assurer que l'ensemble de la logique de la carte STC peut tenir dans un seul composant FPGA. Une approche en parallèle impliquerait la mise en place d'autant de paires de comparateurs que le nombre maximum de routes pouvant être traitées par le STT, soit un total de 46×2 . Cette possibilité est très coûteuse en terme de ressources (nombre de portes logiques) du FPGA.

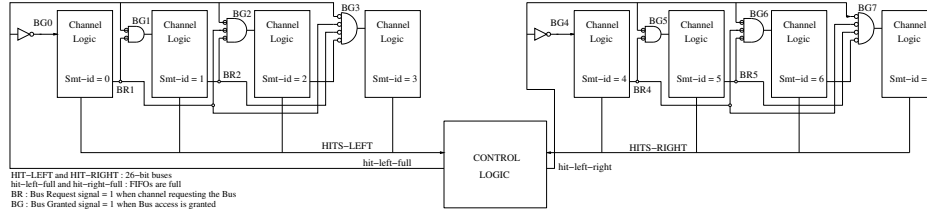


FIG. 3.17 – Méthode de collection des impacts (ou Hits). Des priorités d'occupation des bus droit et gauche sont définies.

3.4.4.2 Procédure de filtrage

Étant donné que la procédure de filtrage est la plus coûteuse en terme de temps de calcul, le reste de la logique de la carte STC a été conçu pour effectuer les tâches intermédiaires aussi rapidement que possible. L'optimisation de la fréquence de calcul (discutée dans la section 3.4.6) permet d'anticiper un fonctionnement du composant à 100 MHz. Cette fréquence permet d'effectuer une comparaison toutes les 10 ns. Les tâches intermédiaires consistent en la détermination des points d'impacts et la conversion des traces en routes.

La reconstruction des points d'impacts est effectuée en vol, c'est à dire au fur et à mesure que les informations du SMT sont reçues. De plus, il n'y a pas de stockage entre le module de réception et de reconstruction des amas. Cette particularité permet un gain de temps précieux. Un seul FIFO de stockage doit être placé entre le module de filtrage et la sortie du module de reconstruction (voir figure 3.9). Ce FIFO est suffisamment profond pour emmagasiner un total de 16 événements (le système de déclenchement ne peut stocker plus de 16 événements au niveau 2).

Pendant que la reconstruction des impacts prend place, la conversion des traces en routes est exécutée. La procédure de filtrage ne peut débuter que lorsque la totalité des routes est mise à la disposition des 8 canaux du STC. Un délai supérieur est à prévoir si les blocs de données du SMT et du L1CTT sont très espacés en temps.

3.4.5 L'envoi des impacts et surveillance

Transmission des impacts

N'est considéré comme impact à partir de ce paragraphe, que les impacts reconstruits et ayant survécus à la procédure de filtrage. Deux bus traversant le composant FPGA de part et d'autre sur lesquels sont connectés les 8 canaux, sont empruntés pour le rapatriement des impacts. Un bus ne peut être utilisé que par un canal à la fois (voir figure 3.17).

Le module de contrôle se charge ensuite de transmettre les données au module LTB de la carte mère via le PCI2. Pour finir, le LTB envoie les données à l'une des cartes TFC.

Surveillance de la carte STC

La carte STC produit un certains nombre de messages d'erreurs (si nécessaire) qui peuvent être consultés par une personne extérieure. Une initialisation peut s'avérer être nécessaire si l'erreur persiste. Cette carte est donc munie d'un système de surveillance permettant de s'assurer du bon écoulement des données.

3.4.6 La logique dans un composant FPGA

3.4.6.1 Le composant FPGA

Définition

Les composants FPGA (Field Programmable Gate Array) sont les nouvelles variétés d'une famille de composants électroniques appelée PLD pour « Programmable Logic Device ». Ces derniers mettent en œuvre une technologie avancée permettant d'atteindre une densité de portes logiques très élevée. Les composants récents peuvent être dotés de plusieurs millions de portes logiques. Les FPGA sont communément utilisés dans les expériences de physique des hautes énergies mais ils peuvent aussi être utilisés pour d'autres applications comme le décryptage du génome humain par exemple. Le FPGA utilisé ici est de technologie Xilinx de la famille des VIRTEX-E [103].

La Structure

La brique élémentaire

La structure du FPGA [103], et plus particulièrement celle du composant considéré, consiste en une répétition de blocs élémentaires appelés CLB pour « Configurable Logic Block » dont une représentation est donnée sur la figure 3.18.

Une bloc élémentaire est composé des éléments suivants :

- 4 LUT (Look Up Table) :

Une LUT est la brique élémentaire nécessaire à la mise en place de la logique dans un FPGA. Elle est faite d'une mémoire de type RAM (Random Access Memory) dans laquelle une table peut être insérée. Cette table correspond à une fonction donnée. Un exemple de programmation possible d'une LUT est présenté sur la figure 3.19. Les avantages de ces éléments sont les options d'utilisation très variées qu'ils procurent.

- 4 Blocs Carry et Contrôle :

Ces blocs contiennent aussi un ensemble de portes logiques. Ils sont utilisés lors de programmation d'un compteur ou d'un additionneur par exemple. Lors d'une addition binaire des chiffres 01110 (14) et 00010 (2) par exemple, le résultat donne 10000 (16) et donc le bit le plus à gauche (MSB pour « Most Significant Bit ») doit être propagé jusqu'à la LUT se trouvant au-dessus.

- 4 Flip-Flops (ou Register).

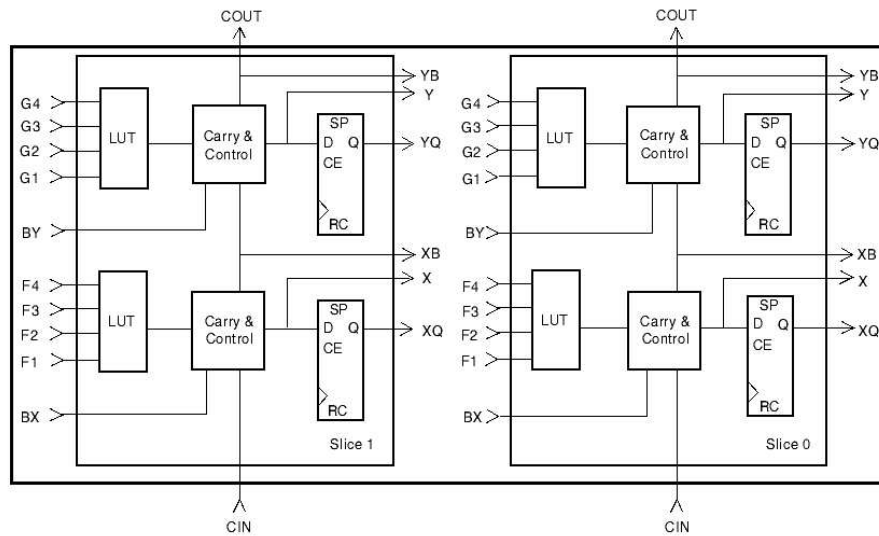


FIG. 3.18 – Représentation d'un bloc élémentaire CLB d'un composant FPGA.

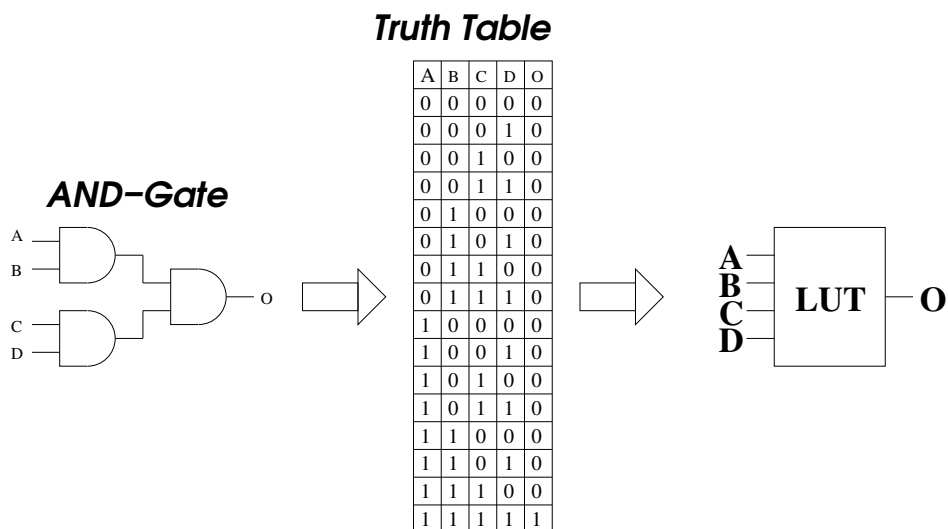


FIG. 3.19 – Exemple de programmation d'une porte logique LUT (Look Up table). La table de vérité est insérée dans la mémoire RAM de la LUT.

Ces éléments permettent la synchronisation du résultat généré par la LUT avec une horloge. L'horloge est connectée au port noté RC de ce module (voir figure 3.18).

L'organisation

Le FPGA est composé d'une multitude de CLB organisés en colonnes. Des blocs mémoires sont aussi disposés en colonnes comme le montre la figure 3.20.

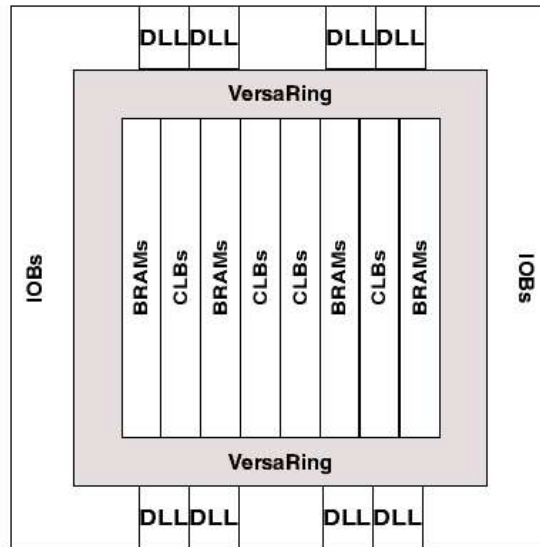


FIG. 3.20 – Détails de l'intérieur d'un FPGA. Les blocs de cellules logiques (CLB) et les blocs mémoires (BRAMs) sont organisés en colonnes. Les 8 composants DLL sont des générateurs d'horloges et le rectangle extérieur abrite les blocs d'entrées/sorties (IOBs) connectés aux pattes extérieures du FPGA.

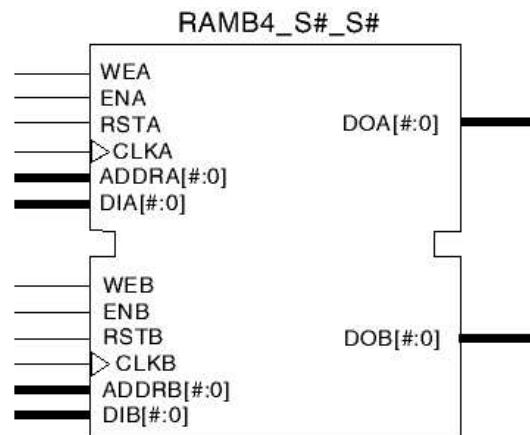


FIG. 3.21 – Schéma d'un bloc mémoire d'un FPGA. Il existe deux jeux de ports d'entrées/sorties labellés par les lettres A et B.

Les blocs mémoires

Les blocs mémoires (BRAMs) sont des mémoires de type RAM de taille finie égale à 4096 bits. Ce qui signifie qu'un seul de ces blocs est capable de stocker une table de 4096 mots de 1 bit, 2048 mots de 2 bits etc.. Chaque bloc mémoire a un double jeu de ports d'entrées et sorties comme l'indique la figure 3.21.

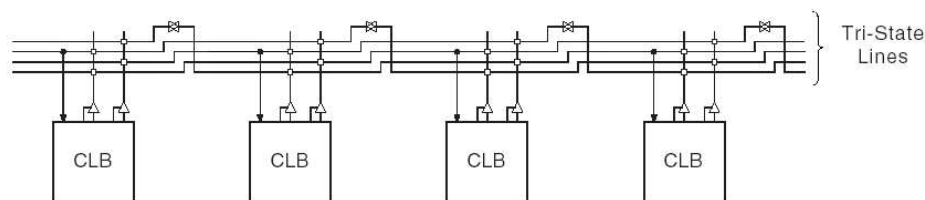


FIG. 3.22 – Schéma d'un bus horizontal d'un FPGA. Les sorties des CLB sont connectées à des objets triangulaires appelés Tri-State Buffer. Ces derniers gèrent l'occupation du bus pour éviter les conflits possibles.

L'avantage de disposer d'un double jeu de ports est de pouvoir en utiliser un pour le téléchargement des tables à l'intérieur du bloc mémoire et de dédier le second à l'accès de cette table pendant l'exécution de l'algorithme. C'est le principe de la mémoire à port dual ou bien « Dual Port Memory ». Ce principe est beaucoup utilisé pour le téléchargement et la lecture des tables de la carte STC (comme la table des piédestaux par exemple).

Les bus

Une autre caractéristique importante est la mise à disposition de bus horizontaux traversant la totalité du composant FPGA. Ils sont directement connectés à des CLB comme le montre la figure 3.22.

Ces bus sont particulièrement pratiques lors de la récupération des données venant des 8 canaux de la carte STC par exemple (voir figure 3.17).

Les caractéristiques

Le FPGA utilisé pour la cartes STC est un XCV812E-7BG560 [103] de la famille de Virtex-E fabriqué par la compagnie Xilinx. Ses caractéristique sont les suivantes :

- 254016 portes logiques au total et le nombre de CLB s'élève à 4704.
Le nombre de portes logiques est largement suffisant à la mise en place de l'ensemble de la logique de la carte STC.
- 280 blocs mémoires BRAM de 4096 bits soit un total de 1146880 bits de mémoire RAM disponible.
C'est un FPGA spécifiquement conçu avec un grand nombre de blocs mémoires. Étant donné le nombre important de tables que la carte STC requiert, ce choix est tout à fait justifié.
- 560 blocs d'entrées/sorties ou pattes de connexions extérieures.
Ce nombre est suffisant pour accommoder les connexions nécessaires aux bus PCI et au VTM pour la réception et l'envoi des données.
- La fréquence maximale est de 200 MHz ce qui est supérieur au but fixé de 100 MHz.

Les FPGA utilisés pour l'interface avec les bus PCI sont des ACEX EP1K30 [104] de la technologie ALTERA mettant en œuvre le protocole PCI.

3.4.6.2 La programmation d'un composant FPGA

Programmation

La programmation des FPGA peut s'effectuer de deux façons : soit à l'aide d'une interface graphique en dessinant l'ensemble de la logique, soit en utilisant un éditeur de texte pour une programmation en langage VHDL (Very high speed integrated circuit Hardware Description Language). La méthode la plus courante est maintenant l'utilisation du langage VHDL dont la syntaxe n'est pas très différente du langage C. Ce langage ne repose pas sur une lecture séquentielle des lignes du programme, ce qui signifie que son contenu ne se traduit pas par une suite d'instructions effectuées les unes à la suite des autres. Toutes les lignes du programme sont concurrentes. Ce mode de programmation est plus adapté à la création de modules d'électroniques.

La programmation en VHDL consiste à créer des modules dont on spécifie les ports d'entrées et sorties. Une librairie peut ainsi être créée pour les modules récurrents comme les FIFO ou compteurs par exemple. Les étapes de conception du programme exécutable d'un FPGA sont les suivantes :

1. Écriture du programme VHDL :

Les algorithmes sont transcrits en langage VHDL que le compilateur s'efforce d'interpréter.

2. SYNTHÈSE :

Cette étape consiste à faire correspondre chaque objet du programme VHDL à un ensemble de portes logiques et blocs mémoires.

3. IMPLANTATION :

C'est la dernière étape de la création d'un programme FPGA. Elle se divise en deux étapes consécutives :

- (a) PLACEMENT.

Le logiciel dispose d'une carte du FPGA choisie par l'utilisateur comme cible finale pour l'implantation. La carte permet de repérer les positions des portes logiques, des blocs mémoires, des sources d'horloge etc.. La liste des portes logiques et blocs mémoires donnée par le programme de synthèse est alors lue et chaque élément est positionné tour à tour.

- (b) RACCORDEMENT.

Une fois inséré dans le FPGA, les différents éléments doivent être connectés entre eux. Un programme est chargé d'effectuer les raccordements les plus courts possibles entre modules.

A ce stade, l'utilisateur a spécifié une fréquence maximale de fonctionnement. Une fois le placement et les connexions établies, le logiciel calcule la fréquence maximale de fonctionnement. Il agit ensuite de manière itérative en déplaçant

les éléments et en les connectant à nouveau jusqu'à optimiser la fréquence de fonctionnement. Dans certains cas, la fréquence demandée n'est pas atteinte et le programme VHDL doit alors être modifié.

Le logiciel utilisé pour la programmation en langage VHDL de la carte STC est le logiciel Xilinx Foundation 4.1i [105]. Le programme fut migré pour l'utilisation du logiciel Xilinx ISE [105] plus récent. Ce logiciel fournit un outil de simulation qui permet de tester le programme avant et après implantation. Les effets associés au temps de parcours des signaux peuvent être étudiés. En ce qui concerne le processus de synthèse les logiciels Simplicity et FPGA Express furent utilisés.

Optimisation

Les logiciels d'implantation des programmes VHDL dans les FPGA obtiennent difficilement le résultat attendu lorsque les algorithmes sont compliqués et que la fréquence attendue est élevée. L'optimisation est possible à plusieurs niveaux.

Limiter les ressources nécessaires :

Dans le but de limiter les ressources du FPGA nécessaires aux algorithmes, l'utilisateur peut spécifier directement dans le programme VHDL la façon dont un élément doit être traduit par le logiciel de synthèse. La première étape a donc été de créer une librairie complète de modules de base. Le nombre de blocs mémoires nécessaires peut lui aussi être limité par l'utilisation de LUT comme élément de stockage de tables de petites tailles.

Réduire le temps de parcours :

La fréquence maximale est très souvent réduite du fait d'une trop grande distance établie entre les éléments supposés être en relation. Il y a aussi les délais d'initialisation des blocs mémoires d'environ 3 ns. Ces délais sont plus ou moins longs suivant le type de FPGA choisi.

L'optimisation consiste alors à utiliser un nombre important de flip-flops de manière à réduire le temps nécessaire au parcours du signal d'un endroit à un autre. Par exemple, pour une fréquence de 100 MHz un signal quelconque doit aller du point A au point B en 10 ns. Si ce signal est relayé par un flip-flop placé entre A et B la distance à parcourir en 10 ns est deux fois moins longue. Les flip-flops sont souvent placés avant et après les blocs mémoires car leur temps d'initialisation ne permettent pas un long parcours du signal.

La position des éléments peut aussi être directement spécifiée à la main en utilisant une représentation graphique appelée « floor planning ». Cette méthode est plus longue mais laisse peu de libertés au logiciel et permet généralement d'obtenir la fréquence maximale souhaitée. Le floorplanning du STC est montré sur la figure 3.23.

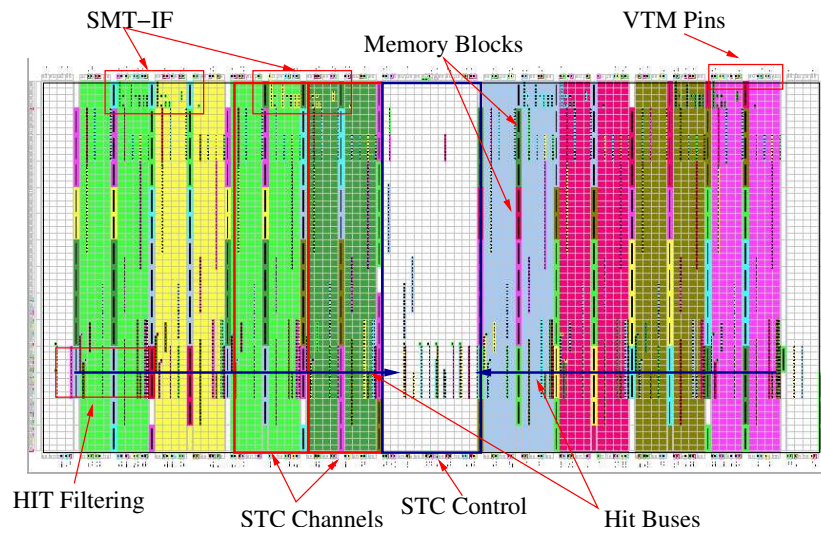


FIG. 3.23 – Floorplanning (voir texte) utilisé pour l'implantation des algorithmes de la carte STC dans le FPGA Xilinx. Les zones colorées représentent les 8 canaux de la carte STC.

Éléments	Utilisation
CLB	50%
Tri-State buffer	26%
Blocs Mémoires	80%
Générateurs d'horloges	50%
Fréquence	100 MHz

TAB. 3.1 – Résultat de l'implantation du programme VHDL de la carte STC dans un composant FPGA.

Résultats de la procédure d'implantation

Le tableau 3.1 présente l'utilisation des différents éléments de logique mis à disposition dans le composant FPGA décrit précédemment.

On constate que l'utilisation des CLB n'est que de 50% permettant des éventuelles modifications des algorithmes possibles. La fréquence maximale de 100 MHz est atteinte.

3.5 Les performances

Ce paragraphe présente les performances du L2STT en terme de temps de calcul, de résolution sur la détermination du paramètre d'impact ainsi que la réjection du bruit de fond attendue au niveau 2. Une bonne connaissance de la position du faisceau est cruciale au bon fonctionnement de ce système. Ce point sera aussi abordé.

3.5.1 Temps de traitement des données

Le temps nécessaire au traitement d'un événement dépend bien entendu du volume de données qui lui est associé. Les cartes FRC et STC ont un temps d'exécution en moyenne suffisamment rapide pour ne participer que très peu au temps de calcul total du L2STT. L'ajustement des trajectoires par les cartes TFC est la tâche la plus coûteuse en temps. La figure 3.24 représente la distribution du temps nécessaire à la carte TFC pour traiter les données d'un événement pendant un Run (séquence de prise de données).

On aperçoit sur la figure 3.24 une structure en trois pics. Le premier correspond aux traces n'ayant aucun impact dans les couches du SMT (celles-ci sont rejetées). Le second pic illustre le cas d'un ajustement avec trois impacts dans le SMT tandis que le dernier pic montre le cas où quatre impacts sont utilisés. Dans le cas de 4 impacts un temps supplémentaire est nécessaire à identifier celui qui contribue le plus à la valeur du χ^2 final. On peut remarquer que le temps de calcul reste globalement inférieur à 50 μs .

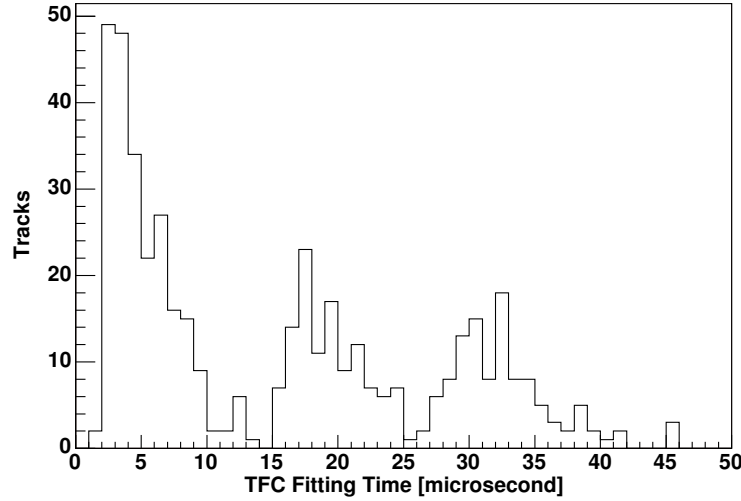


FIG. 3.24 – Temps nécessaire à la carte TFC pour effectuer l’ajustement des trajectoires dans un Run donné (tiré de [106]).

L’introduction du L2STT dans le système de déclenchement n’introduit pas de temps mort supplémentaire. Le traitement des données est bien compris dans l’intervalle de temps de $50 \mu\text{s}$ accordé par le niveau 2.

3.5.2 Résolutions attendues

3.5.2.1 Résolution sur l’impulsion transverse

Dans le but d’évaluer la résolution sur l’impulsion transverse [82], des lots d’électrons et de muons simulés sont produits (en utilisant la simulation Monte Carlo) avec des impulsions de $1,5 \leq p_T \leq 15 \text{ GeV}/c$ dans un intervalle de rapidité de $|\eta| \leq 1$. La réponse du L2STT est elle aussi simulée en reproduisant exactement les algorithmes du système.

On considère les cas suivants :

- Le cas noté CFT(A) : Seule l’information du CFT (couche A et H) est utilisée au niveau 2 du déclenchement.
- Le cas noté CFT(B) : Information du CFT disponible au premier niveau de déclenchement (L1CTT).
- Le cas noté L2STT : L’information du CFT et du SMT est utilisée au second niveau.

La figure 3.25 montre une très nette amélioration de la résolution en impulsion transverse des muons en utilisant le L2STT. Une amélioration est aussi visible sur le rapport E_T/p_T des électrons au niveau 2.

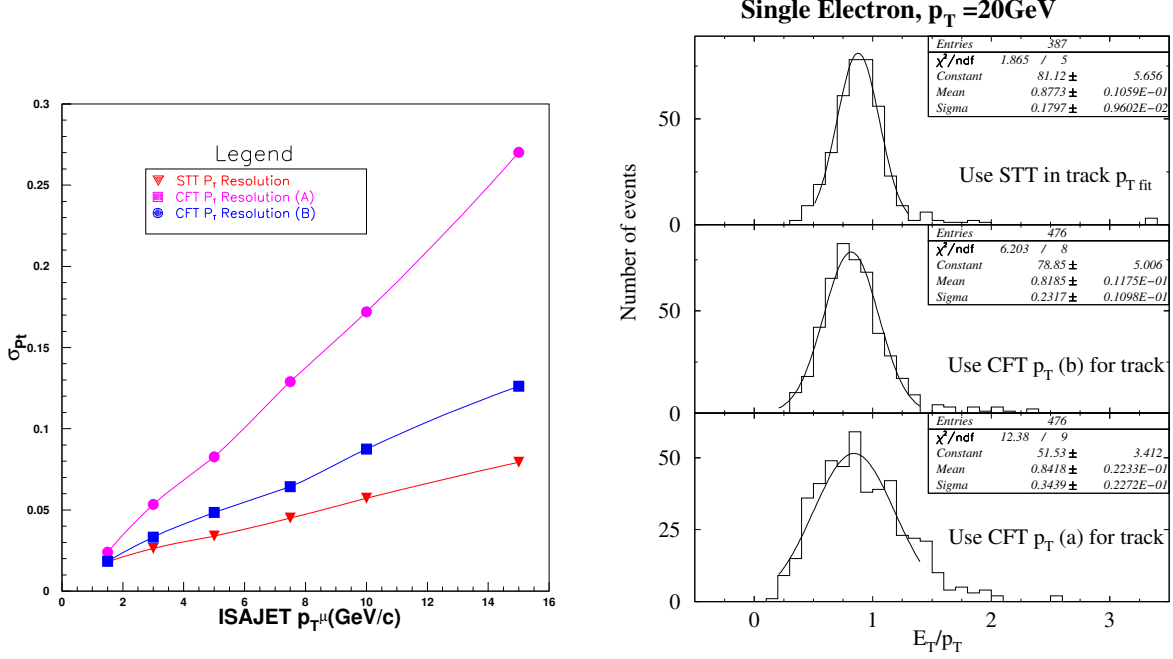


FIG. 3.25 – Résolution de l'impulsion transverse (p_T) des muons en fonction de p_T (gauche). Distribution de E_T/p_T au niveau 2 de déclenchement pour les électrons (droite).

3.5.2.2 Résolution sur le paramètre d'impact

Un lot de muons isolés est utilisé pour la mesure de la résolution sur le paramètre d'impact [82]. Le résultat montré sur la figure 3.26 rend compte de l'effet des diffusions multiples à travers le détecteur de traces.

La résolution du paramètre d'impact dans le plan transverse est dominée par la taille finie du faisceau de $30 \mu\text{m}$ et la résolution intrinsèque du SMT de $15 \mu\text{m}$. Une dépendance de la résolution en impulsion transverse vient de la diffusion multiple (voir figure 3.26). La détermination du paramètre d'impact se détériore à mesure que la luminosité instantanée augmente. A haute luminosité, la multiplicité de traces et le nombre d'impacts dans le SMT augmentent. La répercussion au niveau des cartes TFC est que l'association trace-impact est moins bien effectuée ce qui a pour effet de dégrader l'ajustement des trajectoires.

3.5.3 Alignement et stabilité du faisceau

Le L2STT calcule le paramètre d'impact d'une trace par rapport à la position du faisceau. Un mauvais alignement du détecteur et du faisceau a pour effet d'accroître artificiellement la valeur du paramètre d'impact et donc de générer un taux de déclenchement plus élevé. L'effet de la variation de l'angle entre le faisceau et l'axe z du détecteur sur le paramètre d'impact est présenté sur la figure 3.27. Une contribution

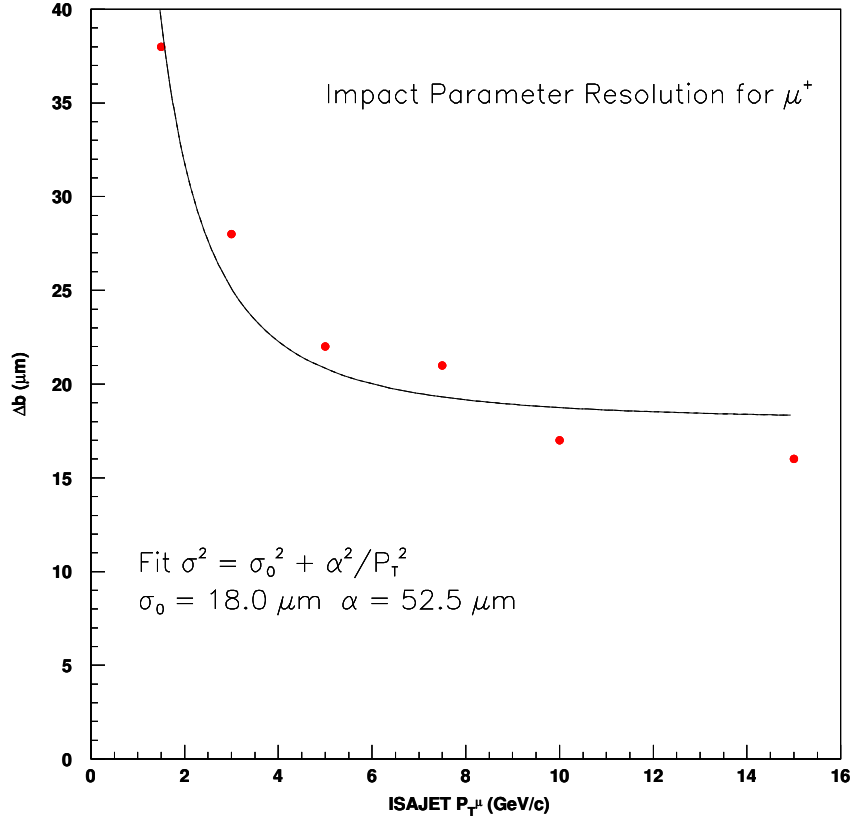


FIG. 3.26 – Résolution sur le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion transverse du muon simulé.

au paramètre d'impact existe déjà du fait de la dimension finie du faisceau dans le plan transverse (environ $30 \mu\text{m}$), c'est ce que l'on nomme le « faux paramètre d'impact ».

La position du faisceau peut être corrigée en utilisant l'optique de l'accélérateur mais cette manoeuvre n'est possible que jusqu'à un certain point : $\pm 1 \text{ mm}$ dans le plan transverse et $\pm 250 \mu\text{rad}$ en inclinaison [107].

La position du faisceau doit donc être connue du L2STT pour effectuer une correction au paramètre d'impact calculé par les cartes TFC. La position du faisceau est déterminée par un programme qui utilise les informations du niveau 3 de déclenchement [108]. Ce programme est chargé de reconstruire les traces de plusieurs événements (15000 traces en tout) et de déterminer les paramètres d'inclinaison et de position du faisceau qui minimisent le paramètre d'impact des traces. La méthode est la suivante :

La position du vertex se déplace suivant les équations d'une droite :

$$x = X_o + A_x z \text{ et } y = Y_o + A_y z \quad (3.6)$$

où X_o et Y_o sont les coordonnées dans le plan transverse et A_x et A_y les pentes dans les plans (x,z) et (y,z) respectivement.

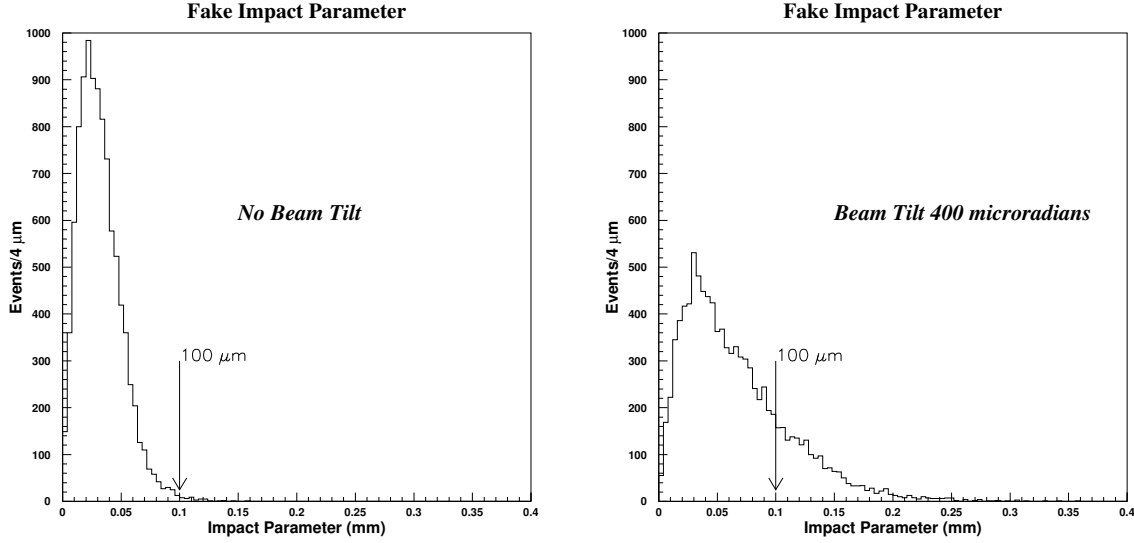


FIG. 3.27 – Distribution du faux paramètre d’impact sans inclinaison du faisceau (gauche) et avec une inclinaison du faisceau de 400 μrad (droite). La contribution des traces avec un faux paramètre d’impact est éliminée avec une coupure typique à 100 μm .

La contribution supplémentaire au paramètre d’impact b s’exprime alors :

$$b_{mis}(\phi_i, z_i) = (X_o + A_x z_i) \sin(\phi_i) - (Y_o + A_y z_i) \cos(\phi_i) \quad (3.7)$$

Le χ^2 suivant est alors minimisé pour trouver les paramètres X_o, Y_o, A_x et A_y du faisceau, n est le nombre de traces total.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(b_i - b_{mis}(\phi_i, z_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (3.8)$$

La position du faisceau est ensuite injectée au début de chaque séquence de prise de données appelées Run. Les tables de conversion des traces en routes du STT doivent aussi être mises à jour au moment de l’injection des nouveaux paramètres du faisceau.

3.5.4 Performances de déclenchement

Les figures 3.28 et 3.29 montrent les distributions de la signifiante du paramètre d’impact qui est définie comme le rapport du paramètre d’impact sur son erreur : $S_b = b/\sigma_b(p_T)$. L’incertitude $\sigma_b(p_T) = \sqrt{18^2 + (53/p_T)^2}$ prend en compte l’effet des diffusions multiples.

Sur les figures 3.28 et 3.29, les traces issues de la désintégration du quark b dominent la région des grands S_b . La signifiante S_b est préférée au paramètre d’impact car elle permet de s’affranchir de la dépendance en p_T de la résolution. La séparation entre le bruit de fond et le signal n’en est que plus évidente.

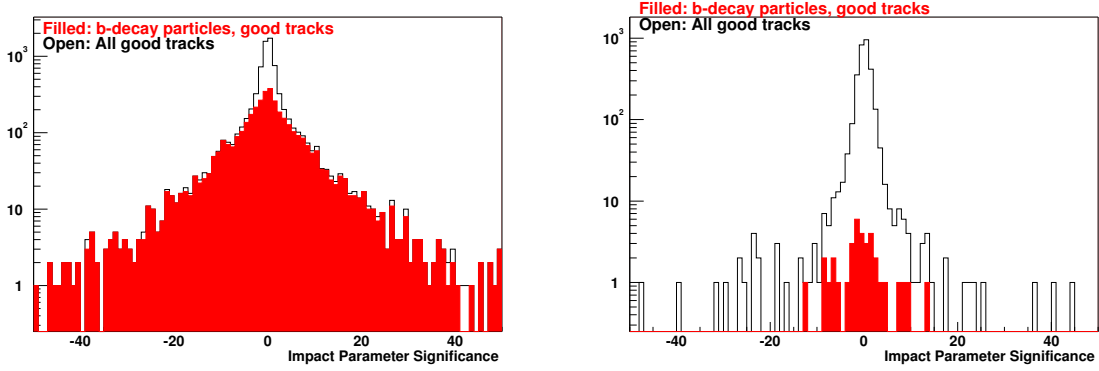


FIG. 3.28 – Distribution de la signifiante du paramètre d’impact pour des événements simulés de la production ZH (gauche) et du bruit de fond QCD simulé (droite). L’histogramme plein (rouge) correspond aux traces venant de la désintégration du quark b .

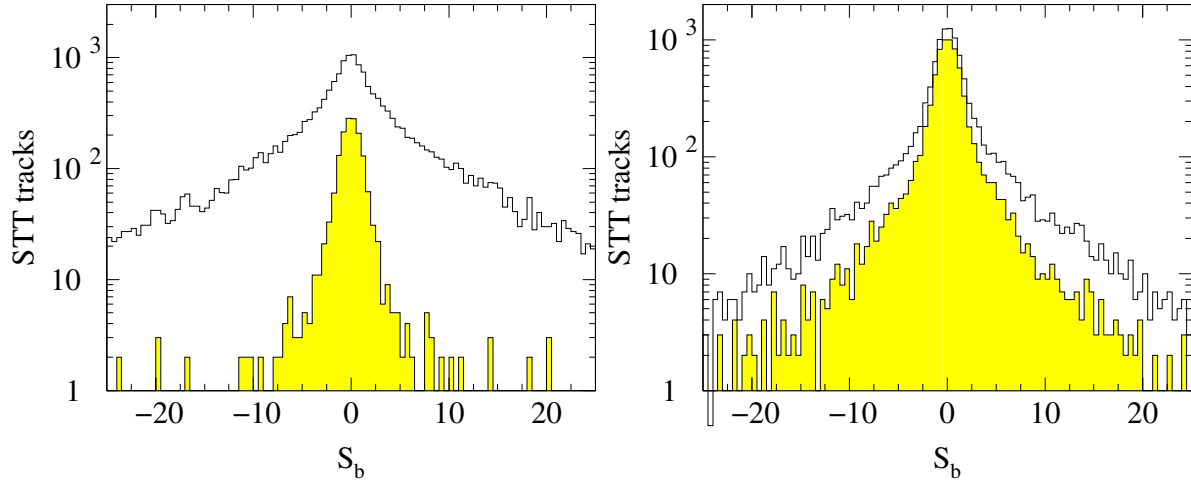


FIG. 3.29 – Distribution de la signifiante du paramètre d’impact pour des événements simulés de la production $B \rightarrow K_s J/\psi$ (gauche) et la production d’un paire de quarks top donnant un état final composé essentiellement de jets (droite). L’histogramme plein (jaune) correspond aux traces venant du vertex primaire de l’interaction.

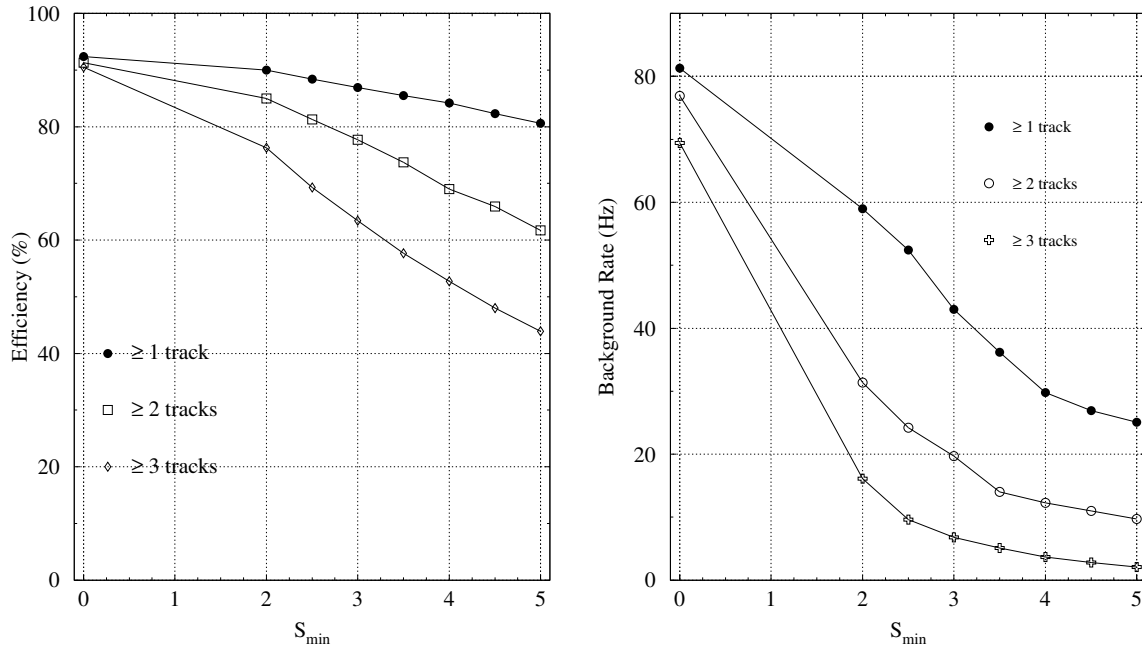


FIG. 3.30 – Efficacité de déclenchement sur des événement top en fonction de S_b (gauche). Taux de déclenchement en fonction de S_b (droite). Les trois courbes correspondent aux efficacités et taux pour un nombre de traces reconstruites par le L2STT.

La réjection du bruit de fond est étudiée sur un lot simulé de production de paire de quarks top. Le canal de désintégration jets est considéré dans la suite. Ces lots de signal ont été produits avec ISAJET [109]. Des événements dijet constituent le bruit de fond QCD eux aussi simulés. La figure 3.30 montre les distributions de l'efficacité et du taux de déclenchement. Les valeurs sur les axes horizontaux sont seulement présentes à titre indicatif car elles ne représentent pas les conditions actuelles de fonctionnement du détecteur.

L'efficacité maximale est de 92% pour des conditions de déclenchement basées sur le L2STT en raison de l'acceptance réduite du SMT le long de l'axe z. Une condition demandant deux traces reconstruites avec une valeur de $S_b > 3$, donne une efficacité à peine réduite pour un taux de déclenchement divisé par 4. Le L2STT permettra une réjection efficace du bruit de fond au niveau 2.

3.6 Conclusion

Le L2STT est à ce jour complètement installé et inclus dans le système d'acquisition mais n'est pas encore en service pour le déclenchement [110]. Il permettra très prochainement de déclencher sur des événements présentant des particules à longue durée de vie dans leur état final. Une meilleure réjection du bruit de fond au niveau

2 sans perte d'efficacité significative pour des événements $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ et $Z \rightarrow b\bar{b}$ par exemple, constituera une utilisation de la bande passante plus adéquate à la recherche d'événements rares.

Chapitre 4

Une méthode de déclenchement sur la topologie à jets et énergie transverse manquante

Ce chapitre traite de la mise en place d'une méthode de déclenchement sur les événements présentant des topologies à jets et énergie transverse manquante (E_T). Cette méthode de déclenchement est utilisée par l'expérience DØ depuis le mois de Mars 2003. Elle a déjà permis de recueillir un total d'environ 290 pb^{-1} de données. Une partie de ce lot (soit 85 pb^{-1}) sera utilisée pour la recherche de leptiquarks dans le canal $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$. Cette analyse sera présentée en détail dans le chapitre suivant.

Une première partie abordera la démarche suivie pour la conception de cette méthode de déclenchement. La seconde partie décrira ensuite l'outil utilisé pour la détermination de son efficacité sur un signal de physique donné.

4.1 Introduction

4.1.1 Motivations

Les processus impliquant dans l'état final la présence de jets et de E_T sont nombreux et leur étude couvre un domaine de recherche très important comme la recherche du boson de Higgs ou bien l'exploration d'une possible nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. La liste suivante donne quelques exemples d'états finals convoités pour le programme de physique du Run II :

- la production associée d'un boson de Higgs et d'un boson Z : $HZ \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})$ [111].

Comme expliqué dans le chapitre 3 (voir paragraphe 3.2), si le boson de Higgs est suffisamment léger ($m_H \leq 135 \text{ GeV}/c^2$), ce canal présente un potentiel de découverte important au TeVatron.

- la production d'une paire de particules supersymétriques sbottom (\tilde{b}) ou stop (\tilde{t}) [112, 113].

On considère le cas où ces particules se désintègrent en un quark du Modèle Standard accompagné d'une particule supersymétrique neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) qui échappe à toute détection. On obtient alors les états finals suivants : $b\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ et $t\bar{t} \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$

- la production de particules supersymétriques squarks et gluinos dans le cadre du modèle mSUGRA [114, 115] :

La production de squarks génériques ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}$ et \tilde{c}) et de gluinos (\tilde{g}) peut donner des états finals essentiellement composés de jets et $\cancel{E}_T : \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ si les paramètres m_0 et $m_{1/2}$ du modèle obéissent à la relation $m_0 \ll m_{1/2}$.

Dans le cas où $m_0 \gg m_{1/2}$, les gluinos sont moins lourds que les squarks et l'on obtient la production d'une paire de gluinos se désintégrant suivant $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$. Cet état final est composé de plusieurs jets et de \cancel{E}_T .

- la production d'un graviton reculant sur un jet de gluon ou de quark : Gq ou Gg. Une proposition possible pour unifier la gravité avec les autres forces déjà décrites par le Modèle Standard est de considérer la présence d'extra-dimensions [116, 117]. Les médiateurs de la force gravitationnelle sont les gravitons qui échappent à toute détection car ils se propagent à travers ces extra-dimensions. L'état final correspond à un monojet accompagné de \cancel{E}_T .
- la production d'une paire de leptoquarks se désintégrant en quark et neutrino : $LQ\bar{L}Q \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. La physique des leptoquarks a été décrite dans le premier chapitre.

Dans le but d'effectuer la recherche de ces différentes particules, une méthode de déclenchement est nécessaire dans la perspective de sélectionner les événements potentiellement intéressants. Les états finals impliquant uniquement des jets et \cancel{E}_T ne peuvent bénéficier de la présence d'un lepton pour une meilleure sélection. Le bruit de fond venant essentiellement de la production QCD de jets constitue une difficulté à la définition d'un déclenchement simple et peu coûteux en terme de taux. Cet aspect sera discuté plus avant dans la suite.

4.1.2 Conception d'une méthode de déclenchement

Le système de déclenchement a été décrit en détail dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.2). La conception d'une méthode de déclenchement consiste à choisir des termes ou conditions de déclenchement aux trois niveaux qui optimisent l'efficacité sur un signal donné tout en observant un taux le plus faible possible. Le taux de déclenchement de cette méthode, ne peut dépasser la bande passante du système, il doit donc être faible ou alors raisonnable par rapport aux limites fixées. L'éventail de termes disponibles est donné par les caractéristiques du système aux trois niveaux. La combinaison de termes est plus ou moins envisageable suivant le niveau, il en est de même de leur complexité. Le choix des conditions peut être guidé par la topologie de l'événement que l'on cherche à étudier.

4.1.2.1 Calcul de l'efficacité sur un signal donné

Le calcul de l'efficacité d'une méthode de déclenchement est effectué à l'aide de données simulées du signal considéré. Le lot de données simulées est passé au travers d'un programme chargé de reproduire la réponse de l'ensemble du système de déclenchement. Le programme `Trigsim` simule la réponse du premier niveau et reproduit les algorithmes des second et troisième niveaux.

Ce lot permet de tester différentes possibilités de conditions aux 3 niveaux de déclenchement. L'efficacité est directement donnée par le rapport du nombre d'événements survivant à la méthode de déclenchement choisie au nombre d'événements initial. Elle est aussi souvent calculée par rapport à un lot réduit par de simples coupures de pré-sélection. Cette seconde approche permet d'éviter une optimisation des conditions de déclenchement sur des événements qui seront de toutes façons éliminés par les premières coupures de l'analyse.

4.1.2.2 Détermination du taux de déclenchement

La détermination du taux de déclenchement est faite à partir de données réelles collectées par le détecteur. Un lot de données contenant des événements ayant déclenché la condition de premier niveau choisie sert de référence au calcul du taux de déclenchement des niveaux supérieurs. Pour ce faire, l'ensemble des événements de ce lot doit avoir uniquement déclenché la condition de premier niveau, il s'agit alors d'un lot de données non biaisé pour des conditions de second et troisième niveaux. Le taux de déclenchement du niveau 1 est mesuré par le système d'acquisition et sert de taux de référence. Une prise de données spéciale est parfois nécessaire à la détermination du taux d'une condition de niveau 1 non employée par l'expérience.

Une méthode de déclenchement peut être considérée comme le premier jeu de coupures d'une analyse. La détermination de son efficacité pour le signal étudié est la première étape de toute analyse de données.

4.2 Méthode de déclenchement

La production $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est considérée comme le processus de référence pour la conception du déclenchement sur les topologies à jets et \cancel{E}_T . L'état final est composé de 2 jets de quarks b acoplanaires et de \cancel{E}_T due à la présence des 2 neutrinos (voir figure 4.1).

Le choix de ce processus est motivé par la difficulté de son étude en comparaison avec les autres processus énoncés dans le paragraphe précédent. La désintégration du Higgs produit des jets plutôt mous et l'analyse repose sur l'identification des jets de quarks b . Ce qui suit démontrera qu'un déclenchement basé sur des termes purement calorimétriques permet de sélectionner efficacement ce type de topologie. Les états finals impliquant la présence de quarks b bénéficieront par la suite de l'introduction du L2STT (voir chapitre 3).

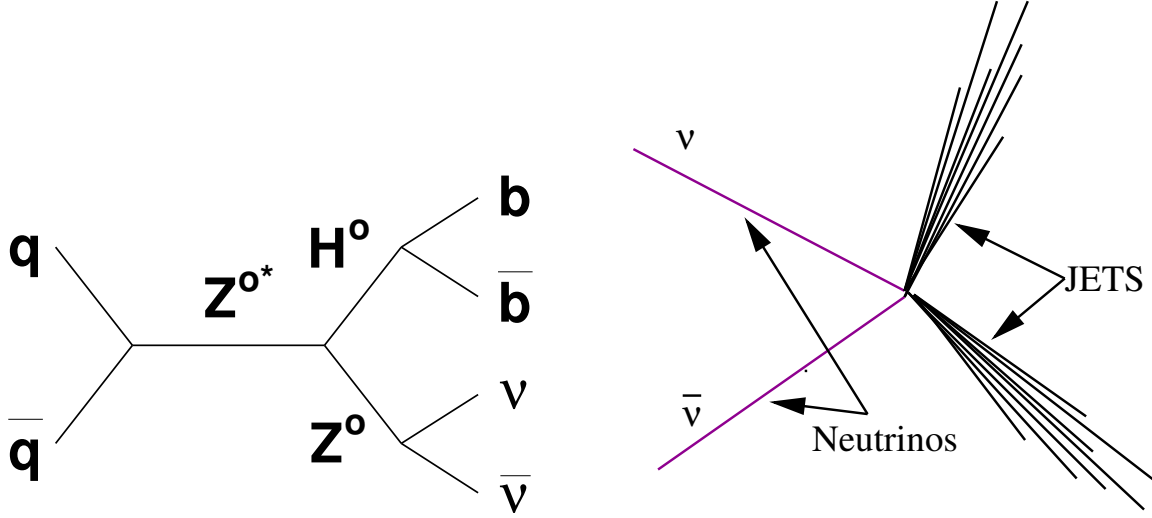


FIG. 4.1 – Diagramme de Feynman de la production HZ par annihilation de quarks (gauche) au TeVatron. Représentation de la topologie de l'état final (droite).

4.2.1 Le Signal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$

Un fichier contenant 8000 événements simulés du processus $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est utilisé pour cette étude. La masse du Higgs est fixée à une valeur proche de la limite actuelle des expériences LEP soit $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$. Pour se placer dans un environnement réaliste du point de vue de la luminosité, une fraction d'événements de biais minimum fixée à 0,5 est superposée à la simulation. La simulation du déclenchement a été appliquée à ce lot de données. Les jets sont corrigés de l'échelle d'énergie (voir chapitre 2, paragraphes 2.2.5.4).

Le calcul de l'efficacité est effectué par rapport à un lot de données simulées réduit. Il contient uniquement les événements survivant à un ensemble de coupures d'analyse standard [111] :

- 2 jets de quark b ou « bjet », trouvés dans une acceptance de $\eta < |2|$. Les bjet sont classés par ordre décroissant en impulsion transverse (p_T). On note p_{T1} le bjet le plus énergétique et p_{T2} , le bjet suivant. Les impulsions doivent remplir les conditions suivantes :
 - $p_{T1} > 20 \text{ GeV}/c$.
 - $p_{T2} > 15 \text{ GeV}/c$.
- l'énergie transverse manquante (non corrigée) $\cancel{E}_T > 35 \text{ GeV}$.
- l'angle azimutal entre \cancel{E}_T et le jet le plus proche doit être supérieur à 0,5 radians (28°) : $\Delta\phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})} > 0,5$

Ces coupures sont décrites dans les paragraphes suivants.

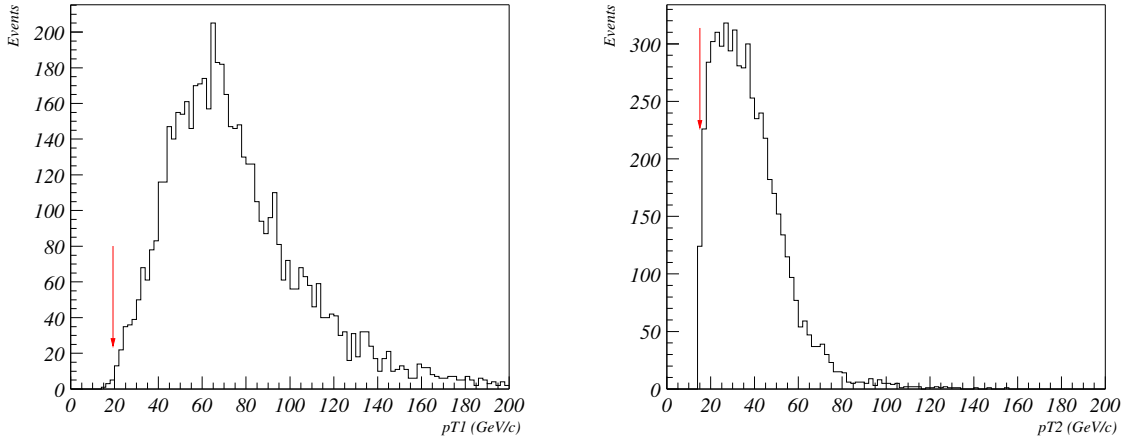


FIG. 4.2 – Distribution de l'impulsion transverse du premier (gauche) et second (droite) bjet dans $|\eta| < 2$. Les coupures sont représentées par les flèches (rouge).

Coupure sur les jets

La reconstruction des jets de quark b utilise une technique simple qui consiste à identifier tout d'abord le quark b issu de la désintégration du Higgs au moyen de l'information Monte Carlo et de lui associer le jet le plus proche. Le fichier contient la liste (ainsi que les quadrivecteurs associés) de l'ensemble des particules au niveau générateur, il est donc possible de savoir exactement quel quark b vient du Higgs.

Les jets sont reconstruits avec un cône de rayon 0,5. Seuls les jets remplissant les critères de sélection des bons jets sont retenus. Un bjet est identifié lorsque la distance $\Delta\mathcal{R}$ entre le jet et le quark b est inférieure à 0,5. Le processus d'association ne prend en compte que les jets de plus de 15 GeV/c d'impulsion transverse. Les distributions des p_T des deux bjets sont montrées sur la figure 4.2.

Coupure sur \cancel{E}_T

La distribution de la \cancel{E}_T des événements survivant aux coupures sur les p_T des bjets est montrée sur la figure 4.3.

Cette coupure est utilisée dans la perspective de lutter contre le bruit de fond QCD. Une grande partie du bruit de fond QCD vient de la production de jets dont les directions sont exactement opposées dans le plan transverse. L'énergie manquante ne provient dans ce cas que de la mauvaise mesure de l'énergie des jets et est donc par conséquent faible.

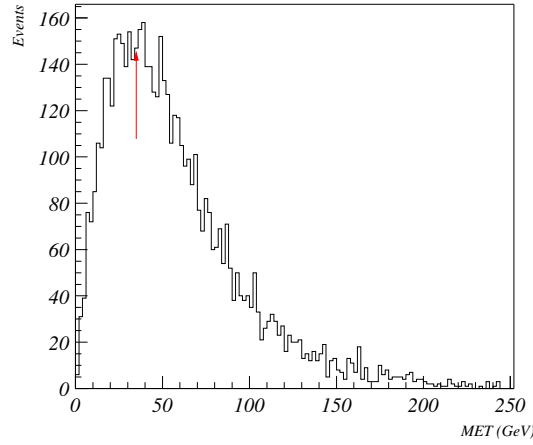


FIG. 4.3 – Distribution de l'énergie transverse manquante (noté MET sur la figure). La coupure à 35 GeV est représentée par une flèche (rouge).

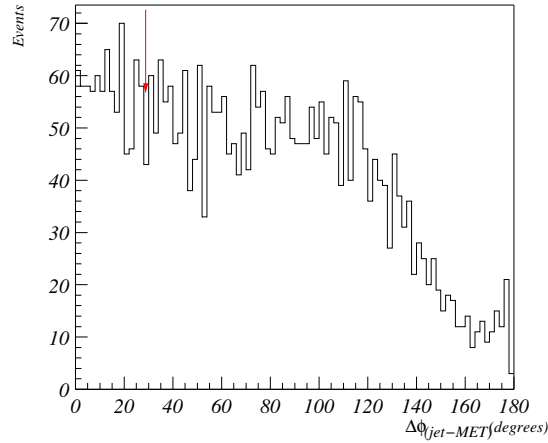


FIG. 4.4 – Distribution de l'angle entre la \cancel{E}_T et le jet le plus proche dans le plan transverse. La coupure à 28° est indiquée par la flèche (rouge).

Coupure sur l'angle $\Delta\phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})}$

La figure 4.4 présente la distribution de l'angle entre la \cancel{E}_T et le jet le plus proche dans le plan transverse pour les événements survivant aux coupures précédentes.

Le bruit de fond QCD peut aussi apparaître avec une topologie comprenant plusieurs jets. La mauvaise mesure de l'énergie de l'un des jets constitue la source de

\cancel{E}_T pour le fond QCD. La \cancel{E}_T est dans ce cas alignée avec l'un des jets. Cette coupure permet donc d'éliminer ce bruit de fond.

La table 4.1 résume le nombre d'événements survivant après chaque coupure de sélection.

RÉSULTATS des COUPURES	
lot MC = 8000 Événements avec $M_H = 115\text{GeV}/c^2$	
Coupure	Événements
2 bjets dans $\eta < 2 $ $p_{T1} > 20 \text{ GeV}$ $p_{T2} > 15 \text{ GeV}$	5651
$\cancel{E}_T > 35 \text{ GeV}$	3791
$\Delta\phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})} > 0,5$	2972

TAB. 4.1 – Résumé de l'effet des coupures de présélection.

Un total de 2972 événements survivent les coupures de sélection soit 37% du lot initial. Dans tout ce suit, l'efficacité de déclenchement sera calculée par rapport à ce nombre.

4.2.2 Schéma de déclenchement

4.2.2.1 Niveau 1

Le premier niveau propose des conditions standard de déclenchement sur des événements multijet [118]. Ces conditions sont basées sur des termes calorimétriques notés CJT(X,Y). Le terme CJT(X,Y) est déclenché si l'événement présente au moins un nombre de tours de déclenchement noté X, au-dessus d'un seuil en énergie transverse noté Y (en GeV). La notation CJT signifie « Calorimeter Jet Trigger » [119].

Le signal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est pourvu de deux jets dans son état final venant de l'hadronisation des quarks b . La condition de niveau 1 peut se baser sur l'énergie déposée par ces jets dans le calorimètre et plus particulièrement dans les tours de déclenchement. Le calcul de la \cancel{E}_T au premier niveau n'est pas encore disponible et ne peut donc être considérée comme condition. En se plaçant dans les conditions de fonctionnement du système de déclenchement en décembre 2002, l'acceptance angulaire du premier niveau ne s'étend que jusqu'à $|\eta| \leq 2,4$ [123].

Les conditions de premier niveau considérées sont les suivantes :

- CJT(2,5)
- CJT(3,5)
- CJT(2,5)CJT(3,3) : Ce terme nécessite deux tours au-dessus de 5 GeV et une troisième tour au-dessus de 3 GeV pour être déclenché.

Dans le but d'étudier ces différentes conditions, il faut constituer des lots de données réelles non biaisés. Le taux de déclenchement du premier terme CJT(2,5) a été mesuré directement à partir des données, les taux des autres termes peuvent en être déduits. La table 4.2 résume les caractéristiques des lots de données utilisés pour cette étude.

LOT de DONNÉES		
Nom	Événements	Description
Lot1	1000	Lot non biaisé d'événements ayant déclenché CJT(2,5)
Lot2	6500	Lot non biaisé d'événements ayant déclenché CJT(3,5)

TAB. 4.2 – Lots de données.

La table 4.3 résume les efficacités ainsi que les taux obtenus pour les trois conditions considérées. Les taux de déclenchement sont donnés pour une luminosité de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour cette luminosité, le taux de déclenchement de CJT(2,5) est de 450 Hz [122].

Résultats		
CONDITION	TAUX	EFFICACITÉ
CJT(2,5)	450 Hz	94%
CJT(2,5)CJT(3,3)	333 Hz	93%
CJT(3,5)	140 Hz	80%

TAB. 4.3 – Tableau résumant les taux et efficacités des conditions de niveau 1 étudiées. La luminosité est de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le taux de déclenchement de la condition CJT(2,5)CJT(3,3) est obtenu à partir du Lot1. La distribution de la troisième tour de déclenchement la plus énergétique pour ce lot est montrée sur la figure 4.5. La fraction des événements ayant une troisième tour de déclenchement au-dessus de 3 GeV permet de déduire le taux de déclenchement de CJT(2,5)CJT(3,3). La même méthode est employée pour calculer le taux de CJT(3,5).

A partir des résultats du tableau 4.3, la condition CJT(2,5) ne peut être choisie car son taux de déclenchement représente presque 30% de la bande passante totale du système. La condition CJT(2,5)CJT(3,3) permet une réduction de près de 25% du taux de CJT(2,5) correspondant à une perte de 1% sur l'efficacité. Malgré ses meilleurs performances, le taux est encore trop élevé. De plus, compte tenu des fluctuations du bruit dans le calorimètre, le seuil en énergie de 3 GeV ne rend pas très stable le taux de déclenchement. La condition CJT(3,5) est alors retenue comme condition de premier niveau.

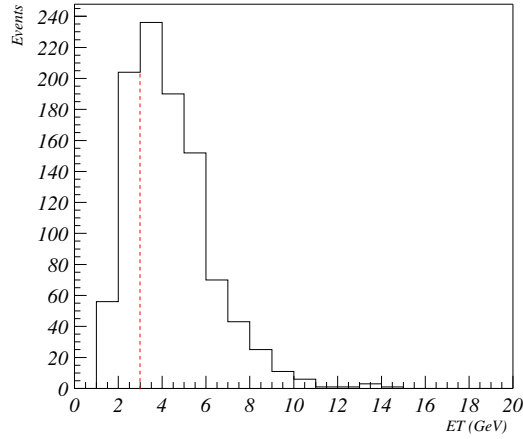


FIG. 4.5 – Distribution de l'énergie transverse (noté ET sur la figure) de la troisième tour de déclenchement la plus énergétique pour le Lot1. La ligne en pointillés (rouge) indique la coupure imposée par la condition $\text{CJT}(2,5)\text{CJT}(3,3)$.

4.2.2.2 Niveau 2

Le second niveau de déclenchement met un plus grand nombre d'outils à notre disposition. Il permet de déclencher sur des objets physiques mais aussi sur des variables plus complexes. Sa résolution reste quand même limitée compte tenu de la simplicité des algorithmes mais aussi de l'information grossière du premier niveau sur laquelle ils se basent. L'énergie transverse manquante n'est pas non plus disponible à ce niveau. La condition sera donc basée sur des variables associées aux jets.

Le principe consiste à trouver la variable (ou une combinaison de variables) la plus discriminante dans le but d'obtenir la plus grande réjection du bruit de fond possible pour une efficacité la plus élevée et de ce fait une meilleure utilisation de la bande passante. Un taux de déclenchement de 30 Hz au second niveau correspond à un facteur de réjection de 4.

Le Lot2 décrit dans la table 4.2 est utilisé pour la détermination du taux. Le fichier de signal ne contient que les événements ayant survécus à la condition de niveau 1.

Les Jets au niveau 2

L'algorithme de reconstruction des jets au second niveau [124] utilise l'information des tours de déclenchement de niveau 1. Les jets sont constitués d'un maximum de 25 tours soit une dimension 5×5 . Les directions η et ϕ sont calculées par une méthode de barycentre en prenant comme origine le centre du détecteur. Le vertex est donc forcé à la position d'origine pour tous les événements. Il n'y a pas de seuil en impulsion transverse fixé pour la reconstruction des jets.

L'acceptance angulaire au niveau 2 est identique à celle du premier niveau.

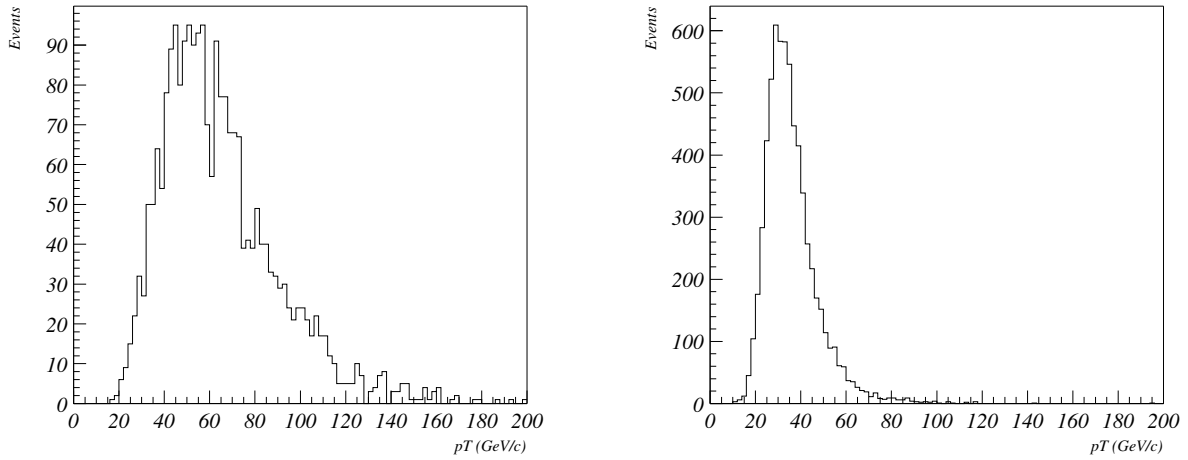


FIG. 4.6 – Distribution de l’impulsion transverse du jet le plus énergétique pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

Les variables

Dans la perspective de créer une méthode de déclenchement pouvant aussi être utilisée pour la recherche d’extra-dimensions dans le canal monojet, les événements sont considérés même s’ils n’ont qu’un seul jet reconstruit au second niveau.

Les variables suivantes sont considérées :

- p_{T1} : impulsion transverse du jet le plus énergétique.
- p_{T2} : impulsion transverse du second jet le plus énergétique.
- $HT = \sum |p_T|$: somme des impulsions transverses des jets de l’événement. Seuls les jets de plus de 10 GeV/c sont inclus dans le calcul de HT.
- $MHT = |\sum \vec{p_T}|$: Somme vectorielle des impulsions transverses des jets de l’événement. C’est l’énergie transverse manquante de l’événement calculée à partir de l’information des jets. Seuls les jets de plus de 10 GeV/c sont considérés.
- $\Delta\phi$: acoplanarité. Cette variable correspond à l’angle azimutal entre les deux jets les plus énergiques de l’événement. Les deux jets doivent avoir un minimum de 10 GeV/c d’impulsion transverse. Pour les événements composés d’un seul jet, l’acoplanarité est nulle de telle façon à conserver les candidats monojet éventuels. L’angle ϕ d’un jet de niveau 2 est un entier. Le plan transverse est divisé en 160 secteurs de 2,25°. L’acoplanarité est donc un entier compris entre 0 et 80.

Les figures 4.6, 4.7, 4.8, 4.9 et 4.10 présentent les distributions des 5 variables considérées pour le signal et le bruit de fond.

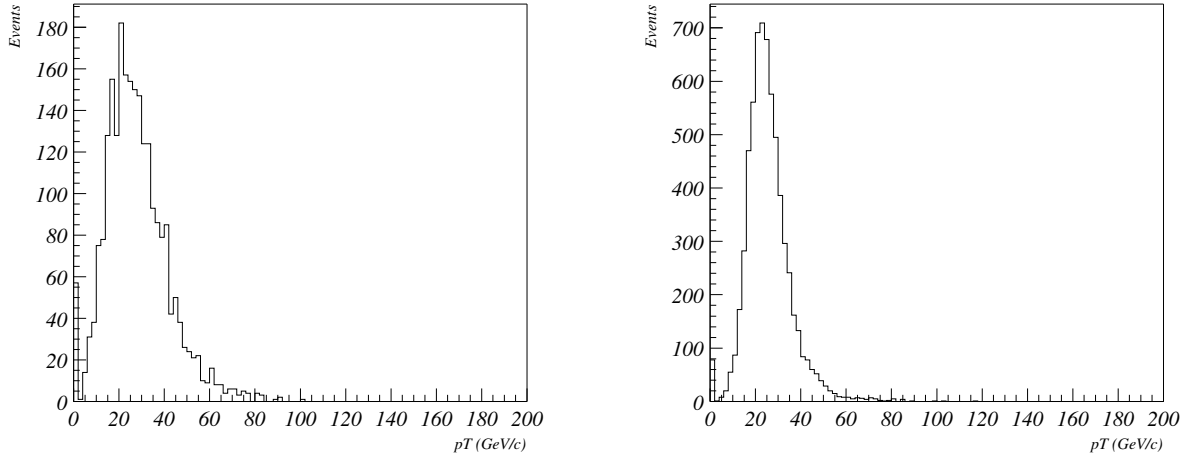


FIG. 4.7 – Distribution de l'impulsion transverse du second jet le plus énergétique pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

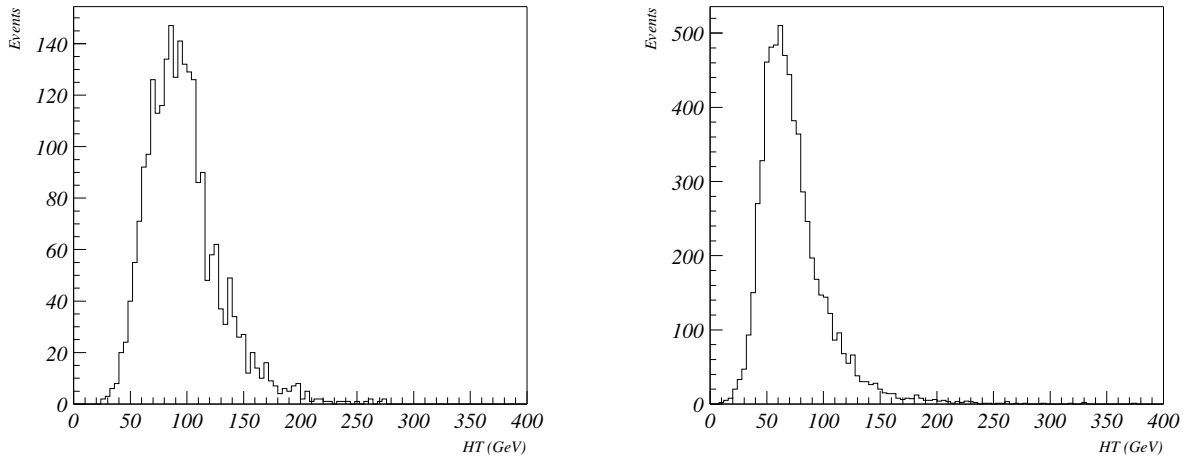


FIG. 4.8 – Distribution de la variable HT (voir texte) pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

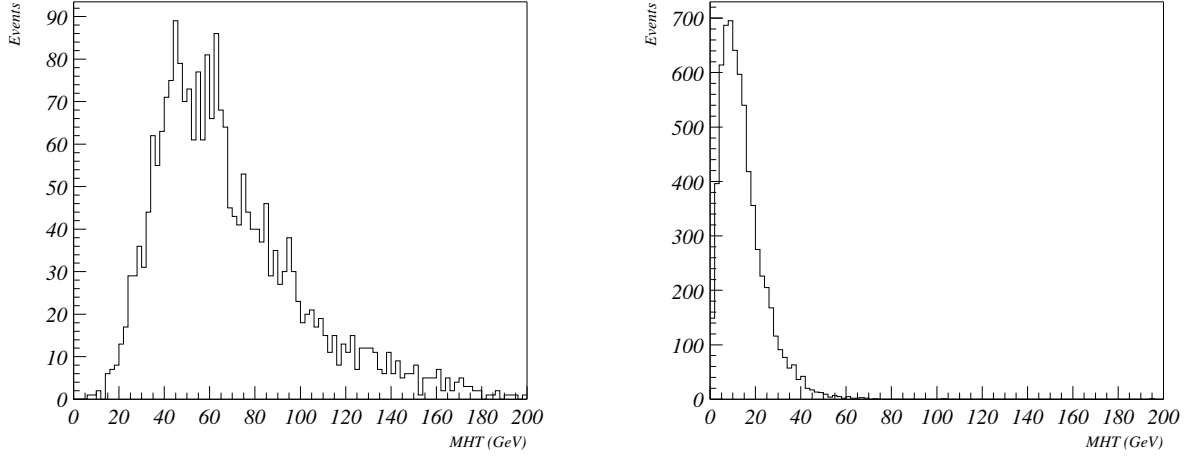


FIG. 4.9 – Distribution de la variable MHT (voir texte) pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

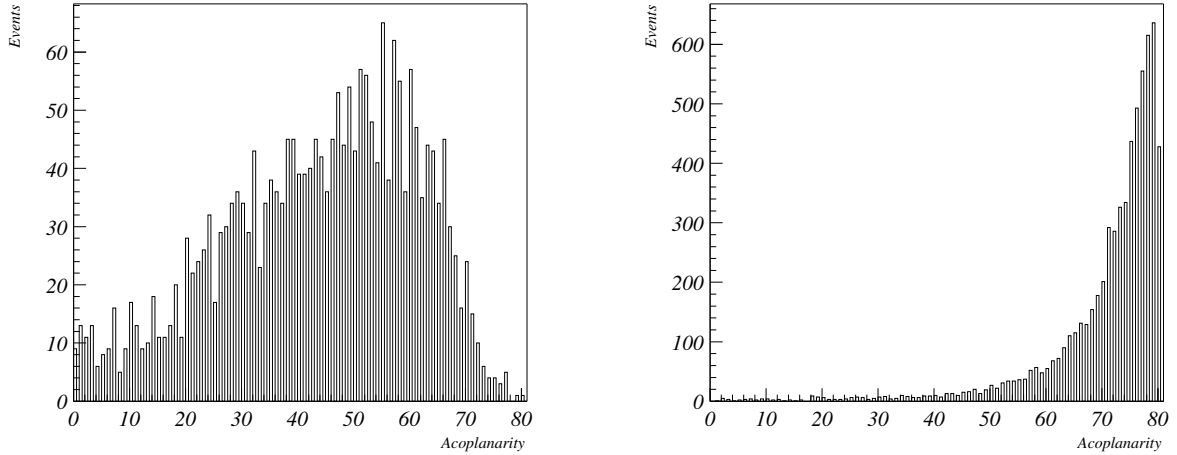


FIG. 4.10 – Distribution de l'acoplanarité (voir texte) pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

Les distributions révèlent les variables MHT et acoplanarité ($\Delta\phi$) comme étant les variables les plus discriminantes. Bien que ces variables soient corrélées pour le signal, il n'en est pas de même pour le bruit de fond. Le Lot2 est composé essentiellement d'événements dijet dos à dos comme le témoigne la distribution de droite sur la figure 4.10. Dans cette topologie, l'erreur de mesure de l'énergie des jets est la seule source possible de MHT. Une combinaison de coupures sur ces deux variables pourrait réduire d'avantage le bruit de fond qu'une simple coupure sur l'une d'entre elles.

Condition de niveau 2

La condition de niveau 2 est basée sur la variable MHT seule. La combinaison des deux variables n'apporte finalement qu'une faible amélioration aux performances obtenues avec la variable MHT seule. De plus, l'acoplanarité introduit une inefficacité non négligeable sur un signal de production de gluinos. Ce dernier donne un état final composé d'un nombre important de jets.

Une coupure à 20 GeV sur la variable MHT donnerait une efficacité de 79% pour un taux de déclenchement de 30 Hz. L'efficacité est donc presque similaire à celle obtenue en sortie de premier niveau. La figure 4.11 montre l'évolution de l'efficacité en fonction du taux pour différentes coupures sur la variables MHT.

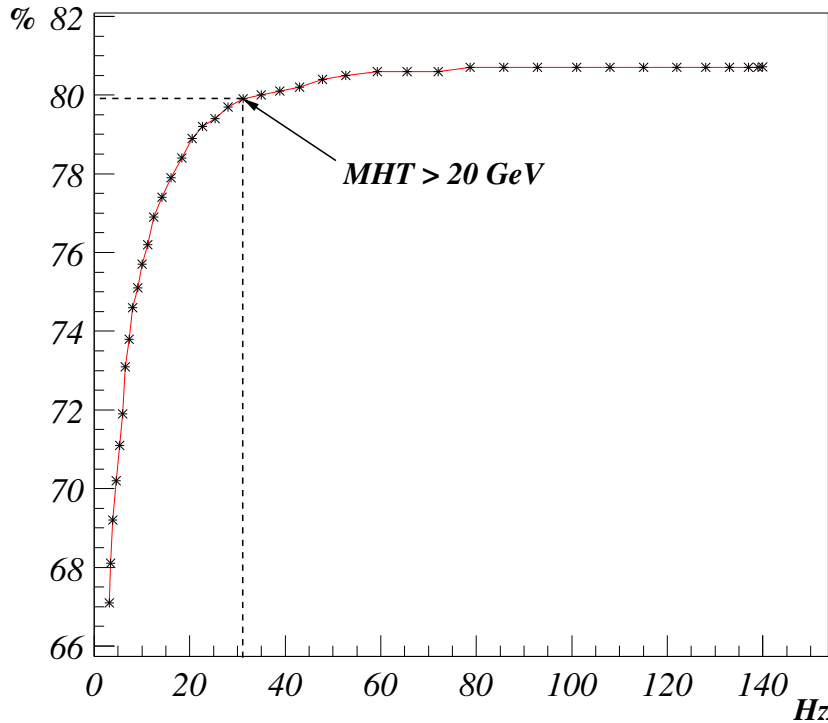


FIG. 4.11 – Efficacité au second niveau de déclenchement en fonction du taux (Hz). Chaque point représente une coupure sur la variable MHT allant de 0 à 40 GeV par pas de 1 GeV. Un exemple de point de fonctionnement est indiqué par une flèche.

4.2.2.3 Niveau 3

Une procédure similaire à celle utilisée précédemment est suivie pour la détermination de la condition de troisième niveau. A ce niveau, les événements sont complètement reconstruits. Les possibilités de variables et d'objets de déclenchement sont plus nombreuses. La condition de niveau 3 est aussi basée sur l'information des jets. La bande passante totale du système est de 50 Hz.

Les jets au niveau 3

La reconstruction des jets au niveau 3 est effectuée par un algorithme de cône (voir chapitre 2, paragraphe 2.5.4) simplifié (il n'y a pas d'association ou de séparation de jets). Les cônes utilisés ont un rayon R de 0,7. L'information des cellules de la chaîne de lecture de précision du calorimètre est utilisée plutôt que celle des tours de déclenchement de niveau 1.

Seuls les jets d'impulsion transverse supérieure à 9 GeV/ c sont conservés. Leur direction en η et ϕ est calculée par rapport à l'origine du détecteur. La couverture angulaire des jets s'étend jusqu'à $|\eta| \leq 3$.

Les variables

Les mêmes variables qu'au second niveau sont considérées pour cette étude. Le seuil minimum en impulsion transverse des jets impliqués dans le calcul de HT, MHT et de l'acoplanarité est identique à celui de l'algorithme des jets au niveau 3 (9 GeV/ c).

Les lots de signal et de bruit de fond ne contiennent que les événements ayant remplis les conditions des premier et second niveaux de déclenchement. Le nombre minimum de jets requis au niveau 3 est fixé à un pour un déclenchement possible sur les événements monojet.

Les figures 4.12, 4.13, 4.14, 4.15 et 4.16 montrent les distributions des 5 variables pour le signal et le bruit de fond.

Les variables MHT et l'acoplanarité sont aussi les variables les plus discriminantes au niveau 3. De la même façon qu'au second niveau, une coupure sur la variable MHT seule donne un résultat comparable à une coupure combinant ces deux variables.

Il est intéressant de remarquer qu'après avoir coupé sur la variable MHT au second niveau de déclenchement, cette variable soit encore utilisable au niveau 3 comme variable discriminante. L'information plus précise disponible au dernier niveau permet une meilleure reconstruction de l'énergie et de la direction des jets. Le nombre de jets observés peut lui aussi être différent de la multiplicité obtenue au second niveau. L'effet sur le bruit de fond est plus visible que sur le signal car la source de MHT est seulement due à la mauvaise mesure de l'énergie des jets. De plus, la meilleure définition de la direction des jets rétablit la topologie dos à dos de ces événements et conduit donc à des valeurs de MHT plus faibles.

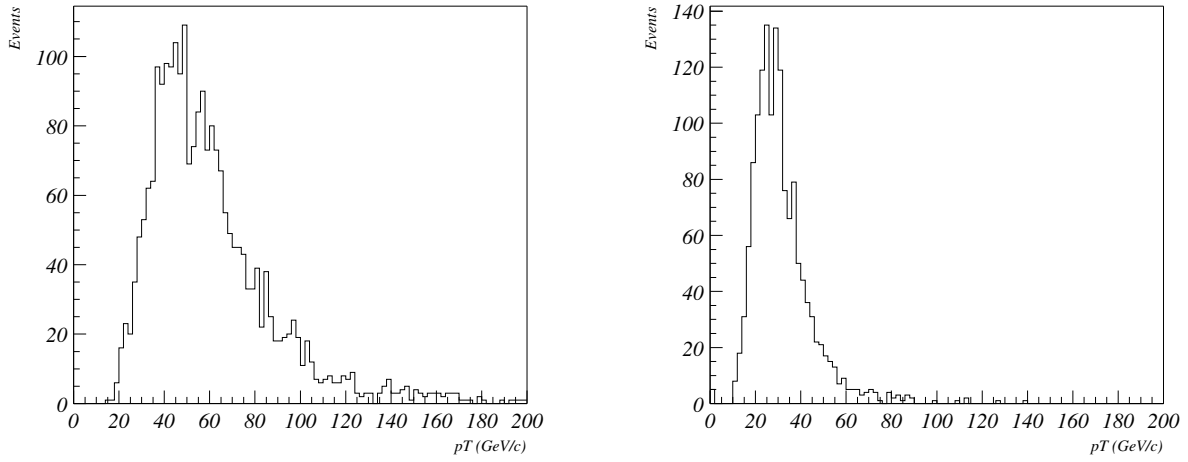


FIG. 4.12 – Distribution de l'impulsion transverse du jet le plus énergétique au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

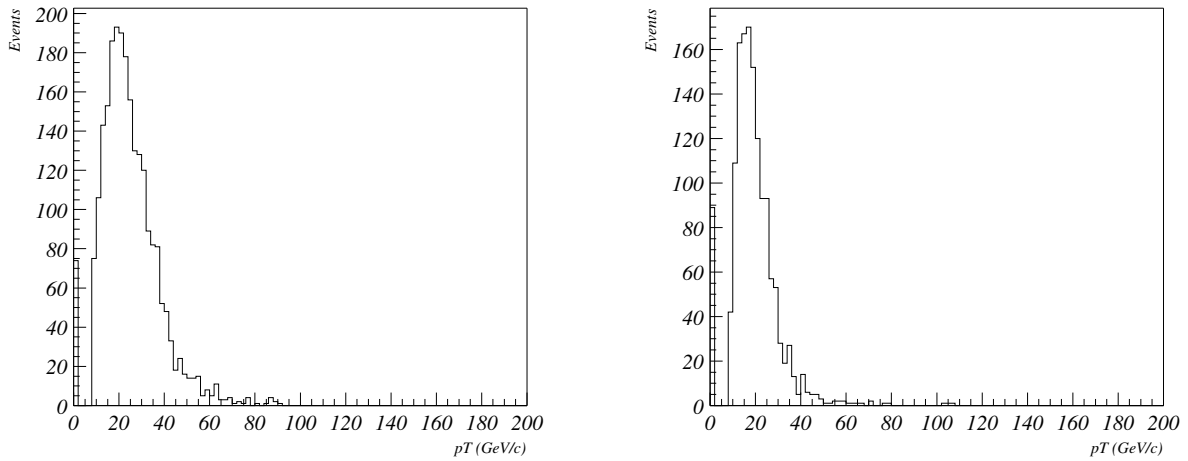


FIG. 4.13 – Distribution de l'impulsion transverse du second jet le plus énergétique au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

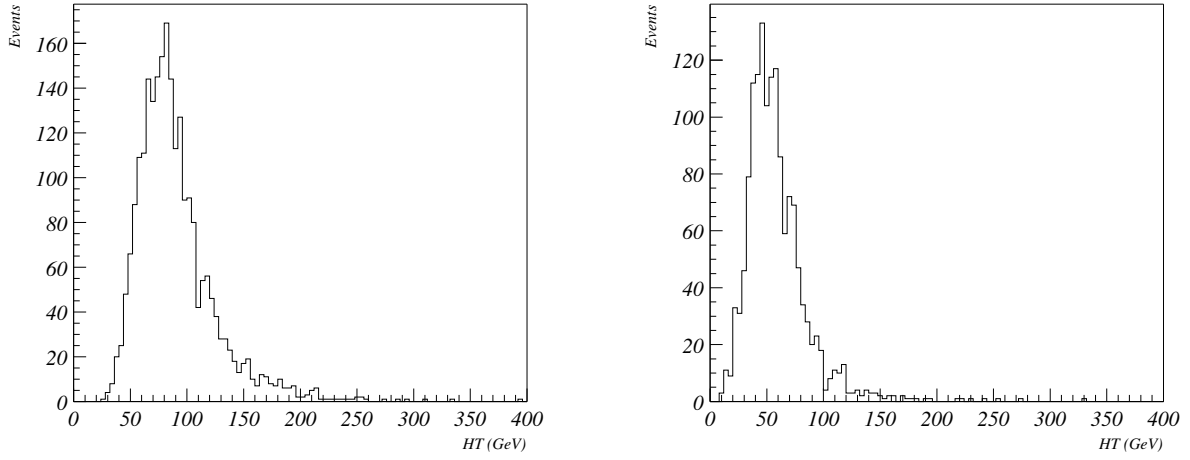


FIG. 4.14 – Distribution de la variable HT (voir texte) au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

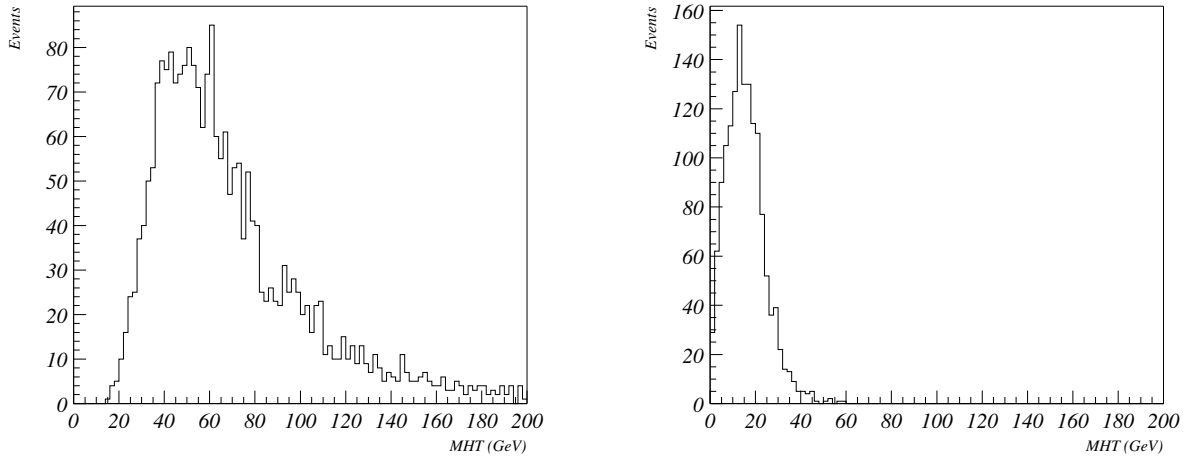


FIG. 4.15 – Distribution de la variable MHT (voir texte) au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

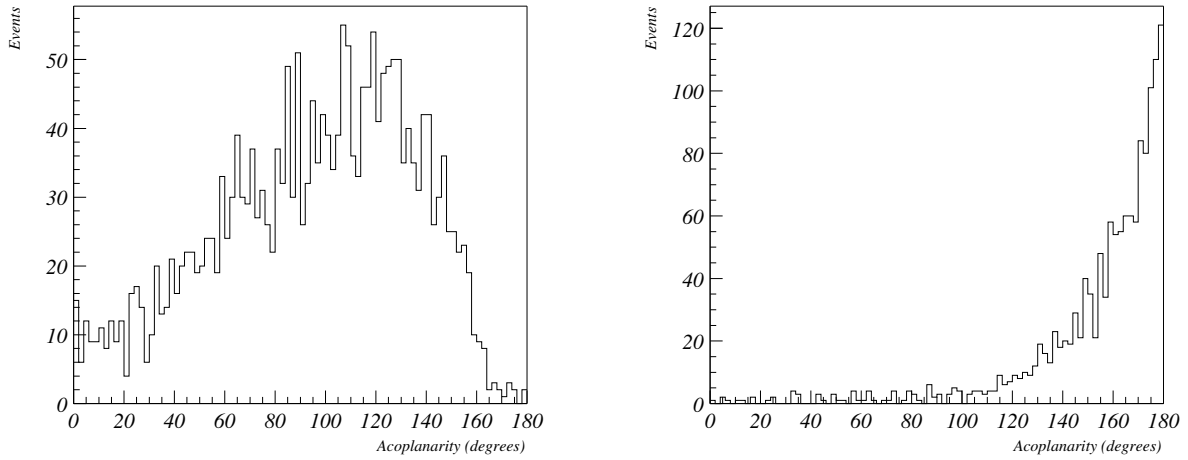


FIG. 4.16 – Distribution de l’acoplanarité (voir texte) au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite).

Condition de niveau 3

La figure 4.17 représente l’évolution de l’efficacité en fonction du taux de déclenchement pour différentes coupures sur la variable MHT. Un point de fonctionnement envisageable serait une coupure à 27 GeV donnant un taux de 3 Hz pour une efficacité de 77%.

4.2.2.4 Schéma final de déclenchement

La méthode de déclenchement sur les topologies à jets et énergie transverse manquante s’est vue attribuée un taux de déclenchement maximal de 2 Hz en sortie de niveau 3 [120]. Les coupures sur la variable discriminante MHT aux niveaux 2 et 3 ont été optimisées de la façon suivante :

1. Les lots de données et de signal après la condition $\text{CJT}(3,5)$ sont utilisés comme point de départ de la procédure d’optimisation. Aucune condition n’est imposée au second niveau pour le moment.
2. La coupure en MHT au niveau 3 est choisie pour atteindre un taux de déclenchement de 2 Hz sans que de coupure au niveau 2 ne soit spécifiée. La distribution de la variable MHT est montrée sur la figure 4.18. L’évolution du taux final en fonction de la coupure en MHT est illustrée par la figure 4.19. L’acceptance finale de ce déclenchement est alors fixée par le niveau ayant la meilleure résolution possible. Une coupure à 30 GeV sur MHT donne un taux en sortie de 2,2 Hz.
3. La coupure sur la variable MHT au second niveau est alors choisie de manière à conserver un maximum d’événements de signal possible remplissant déjà les

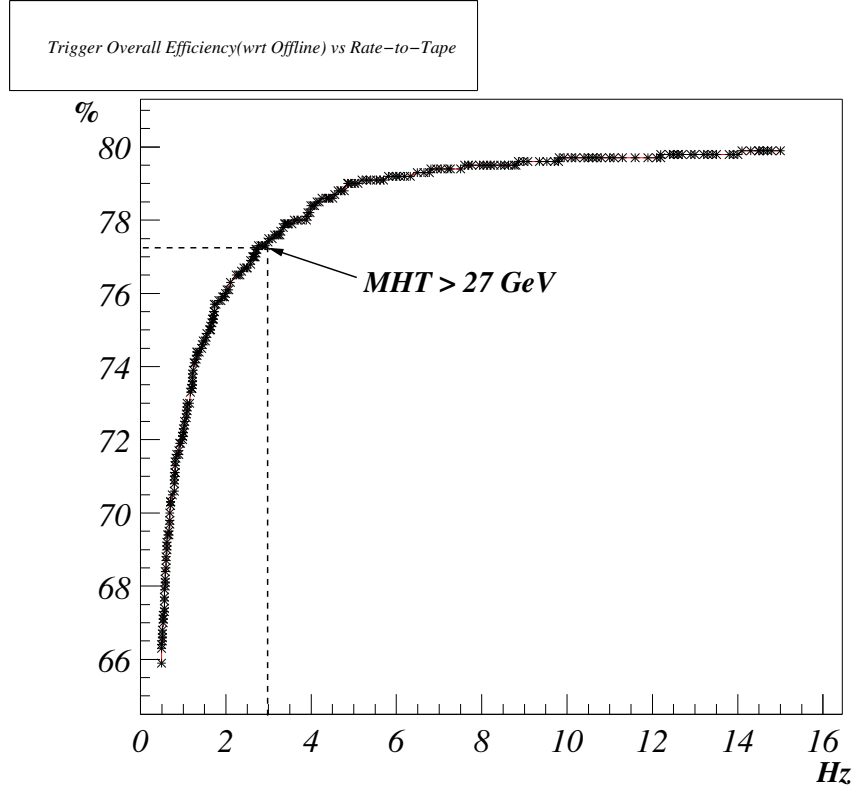


FIG. 4.17 – Efficacité en fonction du taux de déclenchement au niveau 3 de déclenchement. Chaque point représente une coupure en MHT variant de 0 à 40 GeV par pas de 500 MeV. Un exemple de point de fonctionnement est indiqué par la flèche.

conditions de premier et troisième niveau. La distribution de MHT est présentée sur la figure 4.20. Une coupure à 20 GeV donne un taux de 30 Hz sans affecter l'efficacité finale sur le signal.

4. A partir de la figure 4.17, l'efficacité finale est de 76% pour un taux de déclenchement de 1,8 Hz en sortie de niveau 3.

Le tableau 4.4 résume les efficacités et les taux obtenus aux 3 niveaux de déclenchement pour le schéma final.

Pour un signal de production d'une paire de sbottom \tilde{b} , l'efficacité est de 61% par rapport à un lot réduit après coupures de présélection. Un fichier de 4984 événements est utilisé pour lequel $M_{\tilde{b}}=125 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\chi}=40 \text{ GeV}/c^2$. Les mêmes coupures de présélection sont utilisées et conservent 45% du lot initial.

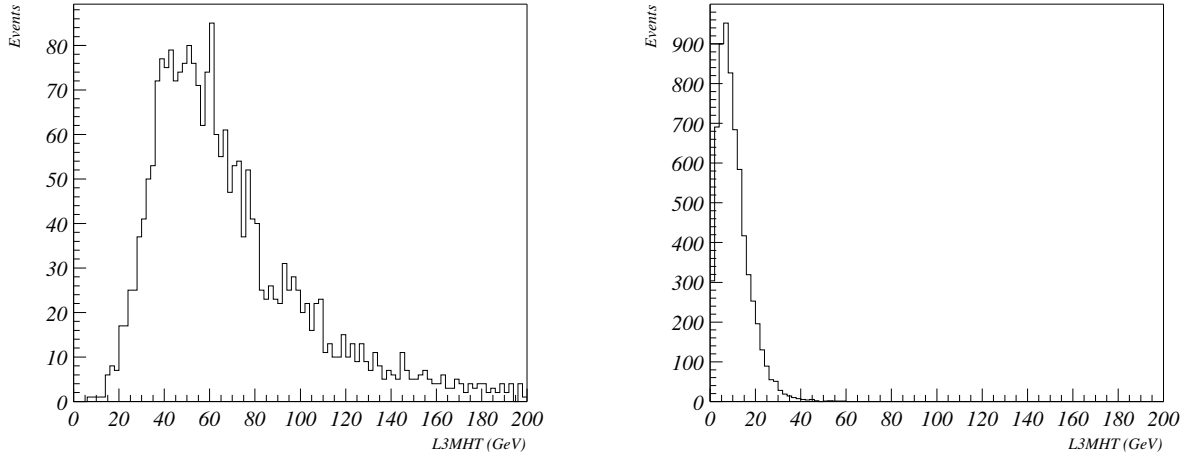


FIG. 4.18 – Distribution de la variable MHT au niveau 3 pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite). Seule la condition de niveau 1 CJT(3,5) est appliquée. Aucune condition au niveau 2 n'a été spécifiée.

NIVEAU	CONDITION	TAUX	EFFICACITÉ
LEVEL1	CJT(3,5)	140 Hz	80%
LEVEL2	MHT > 20 GeV	30 Hz	79%
LEVEL3	MHT > 30 GeV	1,8 Hz	76%

TAB. 4.4 – Schéma final de la méthode de déclenchement sur les topologies à jets et \cancel{E}_T . Les taux sont données pour des luminosités de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

4.2.2.5 Améliorations possibles

De nombreuses améliorations peuvent être apportées à la méthode déclenchement :

Autre condition de premier niveau :

L'efficacité finale de cette méthode de déclenchement est pratiquement équivalente à l'efficacité obtenue dès le premier niveau. La condition de niveau 1 est clairement une limitation à l'obtention d'une efficacité plus élevée pour le signal considéré.

Une possibilité serait de considérer une condition basée sur \cancel{E}_T (une fois disponible) par exemple.

Les jets pouvant répartir leur énergie de plusieurs façons sur un nombre de tours donné, une combinaison de termes du type CJT_OR = CJT(4,3)CJT(1,5) OR

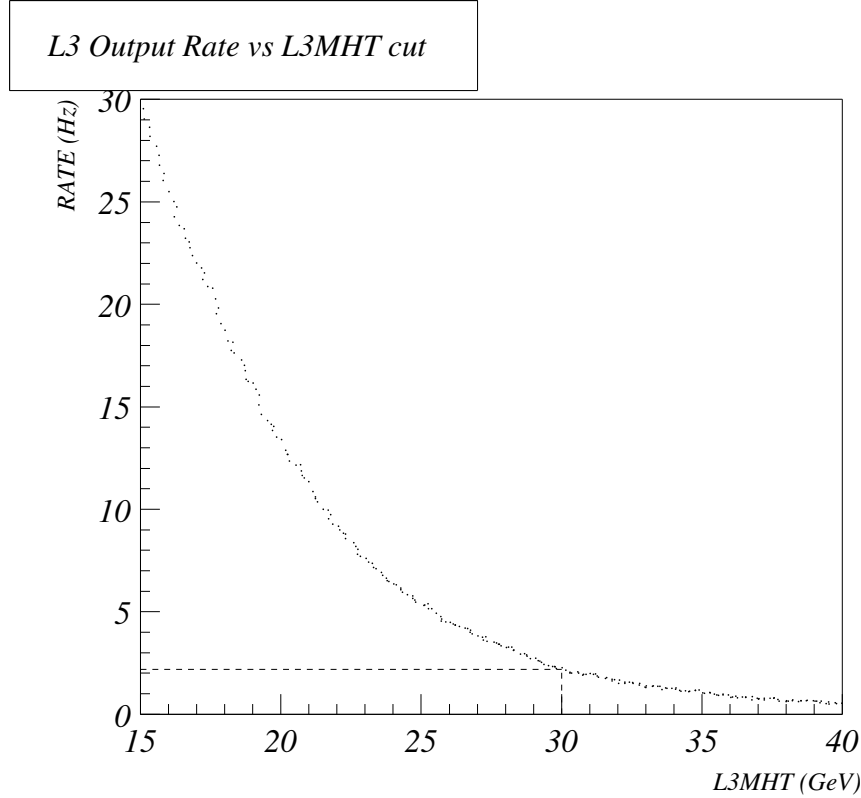


FIG. 4.19 – Distribution de taux de déclenchement en sortie du niveau 3 en fonction de la coupure sur la variable MHT. Le point de fonctionnement choisi est indiqué par les lignes en pointillés.

CJT(4,3)CJT(2,4) OR CJT(4,3.5) OR CJT(3,4)CJT(2,5) [121] a certainement une efficacité plus élevée que la condition CJT(3,5)¹ seule.

Vertex primaire au niveau 3 :

La position du vertex primaire au niveau 3 peut être prise en compte pour la reconstruction des jets. La détermination de la direction et donc l'impulsion transverse en est plus précise. La largeur de la variable MHT pour le bruit de fond est alors réduite donnant une meilleure réjection pour la même coupure.

¹Le principe repose sur le fait qu'un jet de 14 GeV par exemple, peut répartir son énergie sur une tour de 5 GeV et trois tours de 3 GeV ou bien deux tours de 3 GeV et deux tours de 4 GeV etc..

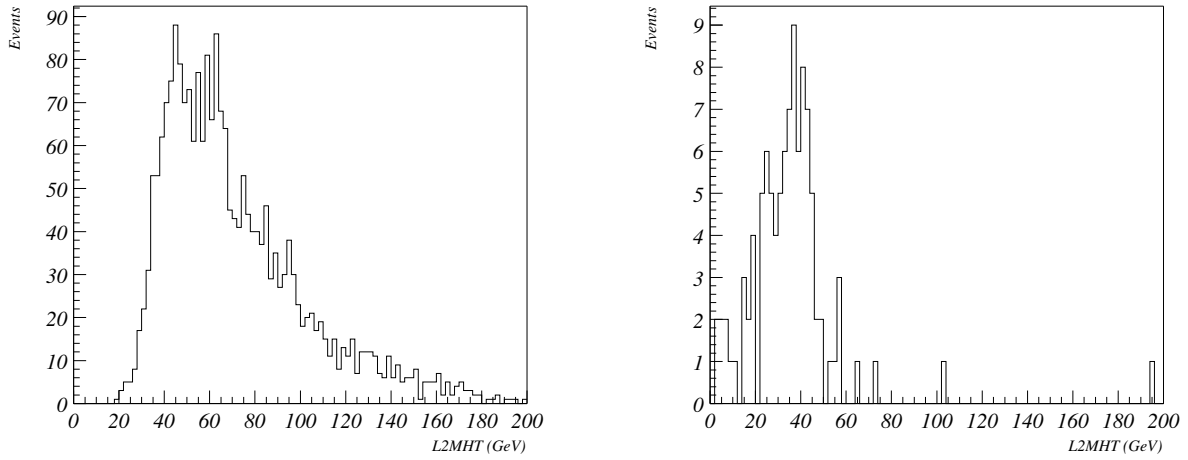


FIG. 4.20 – Distribution de la variable MHT au niveau 2 pour le signal (gauche) et pour le bruit de fond (droite). La condition de niveau 1 et une coupure à 30 GeV sur la variable MHT au niveau 3 sont imposées.

Utilisation du L2STT :

Des termes de déclenchement sur les traces à grand paramètre d'impact peuvent être considérés pour la sélection de processus produisant des quarks b dans l'état final.

4.3 Détermination de l'efficacité de déclenchement

Dans une analyse de données, comme celle qui sera décrite dans le chapitre suivant, la plupart des bruits de fond ainsi que le signal sont simulés. Par rapport aux données réelles, les événements de ces lots ne sont donc pas sélectionnés par une méthode de déclenchement. Dans le but de s'affranchir de la différence entre données réelles et simulées, chaque événement simulé est affecté d'un poids égal à l'efficacité de déclenchement.

Une simulation permettant de reproduire la réponse du système de déclenchement est alors élaborée dans le but de déterminer cette efficacité précisément [125]. Le déclenchement tel qu'il est mis en place dans le système d'acquisition sera décrit en premier lieu. Le détail de la procédure de paramétrisation de cette simulation sur les données réelles sera ensuite abordé. Les performances de cette simulation seront étudiées avant de l'utiliser sur un signal de physique donné.

4.3.1 Le déclenchement MHT30_3CJT5

La méthode de déclenchement sur les topologies à jets et \cancel{E}_T porte le nom de MHT30_3CJT5. Elle a été mise en place en Mars 2003 et a permis de collecter 290 pb⁻¹ de données jusqu'en Juin 2004. La condition MHT30_3CJT5 a existée sous deux formes que l'on appellera par la suite **version_1** et **version_2** (voir tableau 4.5).

	Période d'utilisation	Luminosité accumulée (pb ⁻¹)
version_1	Avril 2003 à Juin 2003	60
version_2	Juin 2003 à Juin 2004	230

TAB. 4.5 – Période d'utilisation et luminosité accumulée pour les deux versions du déclenchement MHT30_3CJT5.

Ces deux versions diffèrent par l'algorithme de reconstruction des jets au niveau 3 :

- **version_1** : l'algorithme de jets au niveau 3 est identique à celui mentionné précédemment dans le paragraphe 4.2.2.3.
- **version_2** : cette version utilise le même algorithme de base pour la reconstruction des jets mais avec les modifications suivantes :
 - application des corrections de non-linéarités (voir chapitre 2 paragraphe 2.5.4) à l'énergie des cellules du calorimètre.
 - prise en compte de la position du vertex pour la reconstruction des jets.
 - réduction de la taille des cônes. Le rayon est fixé à 0,5 au lieu de 0,7.

Les performances en termes de taux de déclenchements aux trois niveaux sont résumées dans la table 4.6. Le taux de déclenchement du premier niveau est passé de 140 Hz à 156 Hz du à l'extension de la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| \leq 3,2$ depuis Avril 2003 [123].

NIVEAU	TAUX (version_1)	TAUX (version_2)
LEVEL1	156 Hz	156 Hz
LEVEL2	30 Hz	30 Hz
LEVEL3	2,1 Hz	1,9 Hz

TAB. 4.6 – Taux de la version 1 et 2 du déclenchement MHT30_3CJT5 [122]. La luminosité est de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

On constate que les taux de fonctionnement de la méthode de déclenchement sont conformes à ceux prévus lors sa conception.

4.3.2 Principe du calcul de l'efficacité

Le calcul de l'efficacité de déclenchement se base très souvent sur des paramétrisations ajustées sur des données réelles. Par exemple, au niveau 2 ou 3, l'efficacité de

déclenchement d'un jet au-dessus d'un seuil donné en fonction de son impulsion transverse sera donnée par une courbe paramétrée. Cette courbe est obtenue en établissant une correspondance entre le jet reconstruit par le système de déclenchement, le jet dit « online », et le jet obtenu par les algorithmes de reconstruction pour l'analyse de données, le jet « offline ». Il suffit ensuite de déterminer à partir de quelle impulsion transverse un jet offline a une contrepartie online. Il est alors visible que l'efficacité d'association augmente brutalement une fois le seuil de déclenchement dépassé. Ce principe est aussi applicable aux muons ainsi qu'aux électrons.

La détermination de l'efficacité du déclenchement MHT30_3CJT5 ne peut faire facilement usage de ces courbes paramétrées. La raison est que les conditions de déclenchement de niveau 2 et 3 font intervenir des coupures sur des variables plus complexes qu'un simple seuil sur l'impulsion d'un jet par exemple.

La méthode utilisée dans la suite se base sur le principe énoncé précédemment pour concevoir une simulation qui reproduit la réponse du système de déclenchement à partir de quantités reconstruites offline. A partir d'un jet offline, la simulation sera alors capable de reconstruire l'équivalent d'un jet online. Ces jets pourront être utilisés ensuite dans le calcul de variables complexes comme MHT par exemple. Cette simulation sera paramétrée à partir de données réelles.

4.3.3 Simulation du déclenchement

La simulation des jets aux niveaux 2 et 3 sera présentée dans un premier temps. La mesure de l'efficacité au niveau 1 sera discutée dans le paragraphe qui suivra.

Dans la perspective de paramétrer la réponse du déclenchement à partir de données réelles, les lots suivants sont utilisés :

- un lot de 11250 événements ayant déclenché la condition MHT30_3CJT5 (`version_1`) est utilisé pour la simulation des jets de niveau 3 de la première version.
- un lot de 21000 événements ayant déclenché la condition MHT30_3CJT5 (`version_2`) est utilisé pour la simulation des jets de niveau 3 de la seconde version.
- un lot de 13500 événements ayant déclenché la condition CJT(3,5) seulement. Il permet de disposer d'une quantité importante de jets de niveau 2 non biaisés.

4.3.3.1 Simulation individuelle des jets

En premier lieu, une simulation individuelle des jets doit être mise en place. Dans le but de pouvoir établir une correspondance plus aisée entre les jets offline et online, les jets offline sont reconstruits par des algorithmes aussi proche que possible de ceux employés par le déclenchement. Dans ce qui suit, la simulation des jets de niveau 2 et 3 (`version_1` et `version_2`) seront traitées.

Les définitions des régions du calorimètre utilisées pour la suite sont les suivantes :

- région centrale notée CE : $|\eta| \leq 0,8$
- région intercryostatique notée ICD : $0,8 < |\eta| < 1,4$
- région avant notée FW : $|\eta| \geq 1,4$

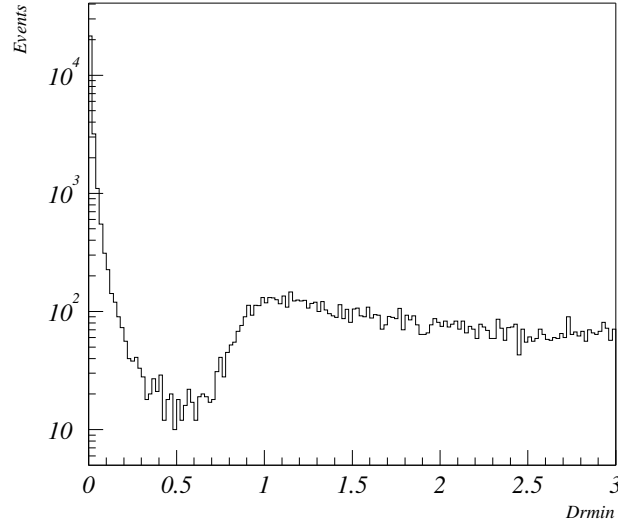


FIG. 4.21 – Distribution de la distance entre le jet offline et le jet de niveau 3 le plus proche.

Simulation des jets de niveau 3 pour la version_1

Des jets offline de cône de rayon 0,7 sont reconstruits en prenant l'origine du détecteur comme vertex. Les corrections d'échelle d'énergie ne sont pas appliquées sur ces jets offline. Les différences restantes entre les jets de niveau 3 et les jets offline sont dues aux corrections de non-linéarités (appliquées dans le cas offline) et aux seuils de reconstruction qui sont 9 et 8 GeV/ c respectivement. Le lot d'événements déclenchant MHT30_3CJT5 (version_1) est utilisé.

La première étape consiste à associer un jet offline avec un jet de niveau 3. La figure 4.21 représente la distance entre un jet offline et le jet de niveau 3 le plus proche. La distance est calculée par l'expression suivante : $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{(\eta_{\text{off}} - \eta_{l3})^2 + (\phi_{\text{off}} - \phi_{l3})^2}$.

La figure 4.22 représente cette même quantité en fonction de l'impulsion transverse du jet offline. Le contour noir délimite la région dans laquelle les deux jets sont considérés comme associés.

Maintenant que l'association des jets est définie, son efficacité doit être déterminée. La distribution de l'impulsion transverse de tous les jets offline et de ceux associés à des jets de niveau 3 (voir figure 4.23) permet d'en déduire une efficacité d'association (voir figure 4.24). La paramétrisation de cette efficacité est aussi représentée. Au-delà d'une impulsion transverse de 20 GeV/ c , le jet offline a toujours été reconstruit au niveau 3.

Les jets offline et leurs jets de niveau 3 associés ont des énergies différentes. Le rapport de l'énergie du jet offline E_{jet} et de celle du jet de niveau 3 associé E_{l3} est représenté sur figure 4.25. La forme de ces distributions peut être reproduite par une

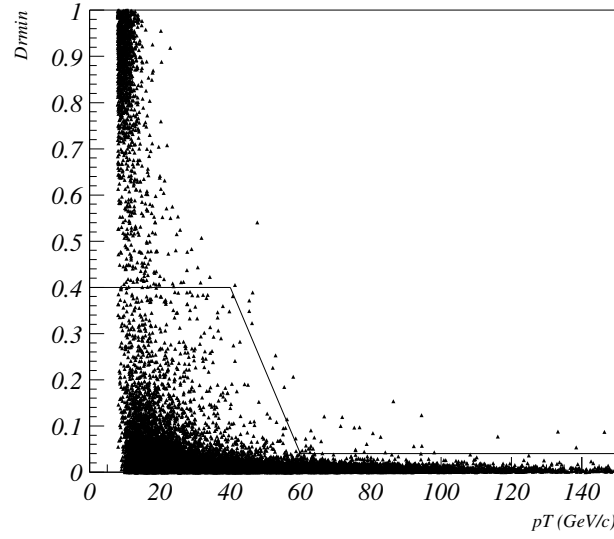


FIG. 4.22 – Distribution de la distance entre le jet offline et le jet de niveau 3 le plus proche en fonction de l'impulsion transverse du jet offline. Les jets offline à l'intérieur du contour noir sont considérés comme associés à un jet de niveau 3.

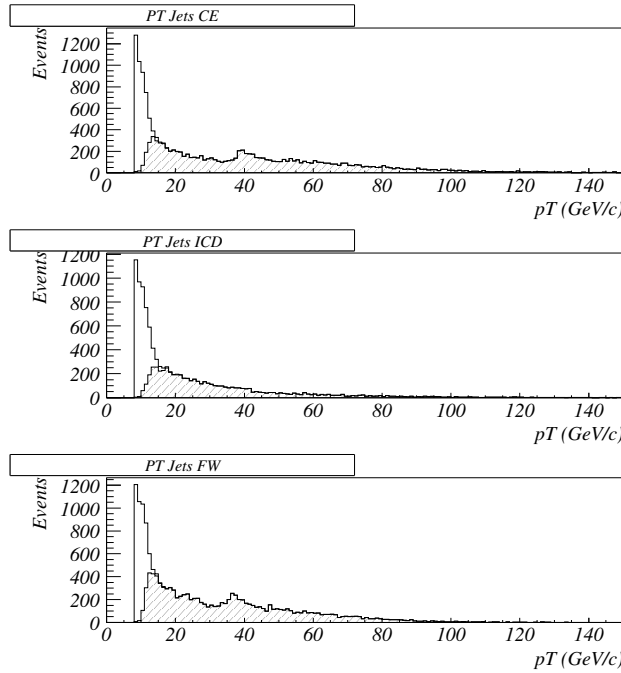


FIG. 4.23 – Impulsion transverse de tous les jets offline (histogramme blanc) et de ceux associés à un jet de niveau 3 (histogramme hachuré) pour les trois régions du calorimètre.

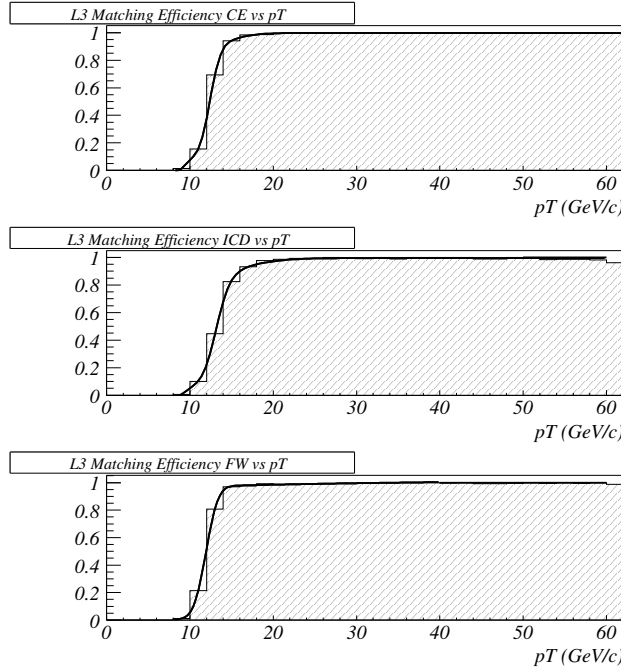


FIG. 4.24 – Efficacité d'association des jets offline avec les jets de niveau 3 en fonction de l'impulsion transverse du jet offline pour les trois régions du calorimètre. Des ajustements effectués sur chaque distribution sont aussi tracés.

gaussienne. L'évolution de la valeur moyenne de cette gaussienne ainsi que son écart-type sont paramétrés en fonction de l'impulsion transverse du jet offline. La figure 4.26 regroupe ces paramétrisations.

A partir de ces diverses paramétrisations, une procédure de simulation des jets de niveau 3 peut être définie :

1. en fonction de l'impulsion transverse du jet offline, il est décidé si un jet de niveau 3 a été reconstruit en consultant les courbes d'efficacité d'association (voir figure 4.24).
2. si un jet de niveau 3 a été reconstruit, alors l'énergie du jet offline doit être corrigée d'un facteur de calibration. Celui-ci est un nombre aléatoire tiré dans une distribution gaussienne dont la valeur moyenne et l'écart-type dépendent de l'impulsion transverse du jet offline (voir figure 4.26). L'impulsion de niveau 3 obtenue est contrainte à être au-dessus du seuil de reconstruction du niveau 3 fixé à 9 GeV/c.
3. La direction des jets simulés est identique à celle du jet offline de départ. La couverture angulaire des jets simulés est réduite à $|\eta| < 3$ pour le calcul des quantités MHT et HT.

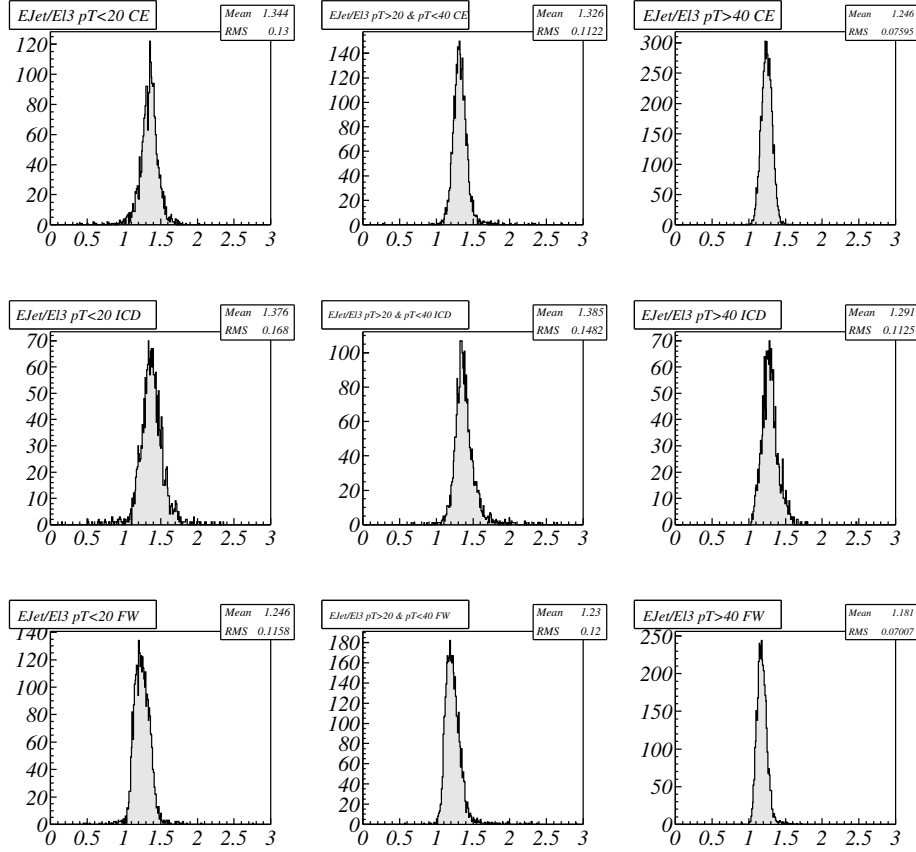


FIG. 4.25 – Rapport entre l'énergie du jet offline et du jet de niveau 3 associé pour les trois régions du calorimètre et les intervalles en impulsion transverse du jet offline suivants : $p_T < 20$ GeV/c, $20 \leq p_T < 40$ GeV/c et $p_T \geq 40$ GeV/c.

Simulation des jets de niveau 2

La simulation des jets de niveau 2 suit une procédure similaire à celle utilisée pour les jets de niveau 3. Le lot d'événements déclenchant CJT(3,5) est utilisé dans ce qui suit. Les différences entre les jets offline et les jets de niveau 2 sont plus importantes car ces derniers sont constitués de tours de déclenchement. Étant donné que les sources de bruits dans le déclenchement et la chaîne de lecture de précision du calorimètre sont différentes, seuls les jets offline remplissant les critères de sélection des bons jets (voir chapitre 2 paragraphe 2.5.4) sont utilisés pour la simulation. La distance entre le jet offline et le jet de niveau 2 le plus proche est montrée sur la figure 4.27 et la définition du critère d'association sur la figure 4.28.

L'efficacité d'association des jets offline avec les jets de niveau 2 est obtenue de la même façon que précédemment. L'énergie dans les régions intercryostatique et hadronique grossière n'est pas incluse dans l'énergie totale d'une tour de déclenchement. Pour limiter les différences entre les deux types de jets, la fraction d'énergie dans ces

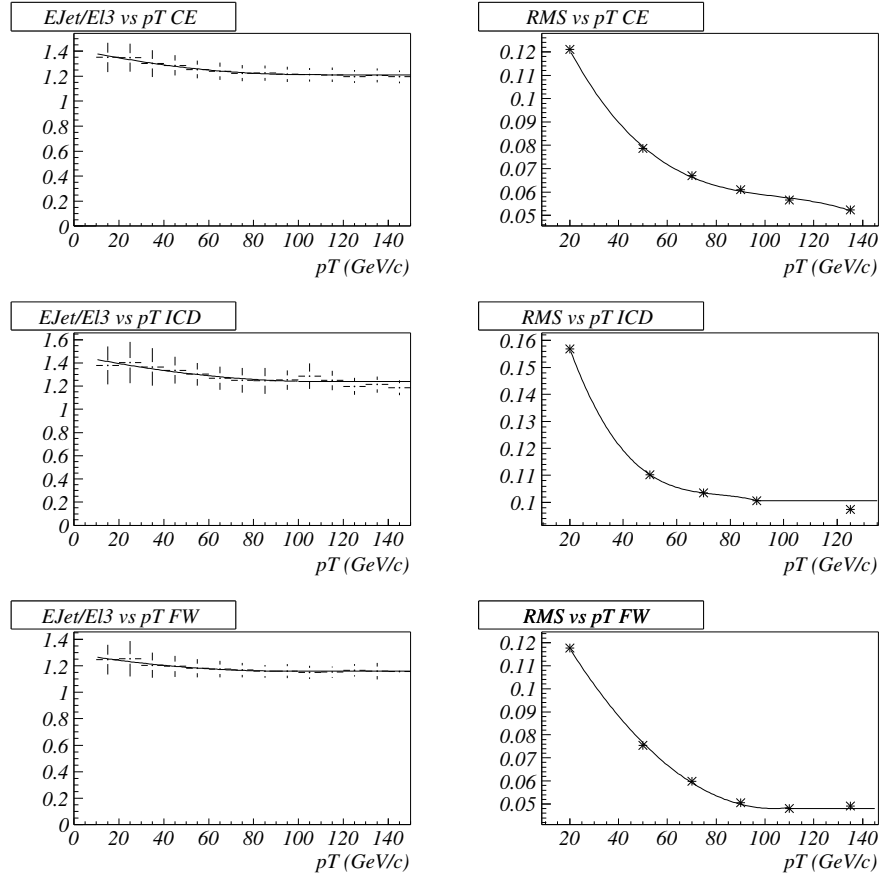


FIG. 4.26 – Paramétrisations de la moyenne et de l'écart-type des gaussiennes décrivant le rapport entre l'énergie offline du jet et celle du jet de niveau 3 associé en fonction de l'impulsion transverse du jet offline.

régions est soustraite de l'énergie du jet offline. Les quantités offline ainsi modifiées sont appelées quantités réduites et sont distinguées par un indice supérieur *red*. La distribution de l'impulsion transverse p_T^{red} des jets offline ainsi que l'efficacité d'association avec un jet de niveau 2 sont montrées sur les figures 4.29 et 4.30.

Le rapport entre l'énergie réduite du jet offline et l'énergie du jet de niveau 2 associé est visible sur la figure 4.31. Ces distributions sont paramétrées par une somme de plusieurs gaussiennes (voir figure 4.32). Le nombre de gaussiennes nécessaires pour reproduire l'étalement peut aller jusqu'à 3. La dépendance en impulsion transverse est prise en compte par une paramétrisation différente dans des intervalles de 20 GeV/c successifs. Cette procédure est répétée pour les trois régions du calorimètre. Pour de grandes valeurs de p_T^{red} , les rapports anormalement grands sont dus à la saturation en énergie des tours de déclenchement (voir figure 4.32).

Contrairement à la simulation des jets de niveau 3, la direction du jet de niveau 2 simulé ne peut correspondre exactement à celle du jet offline. La figure 4.33 montre la différence entre la direction en η du jet offline et celle du jet de niveau 2 associé. Un

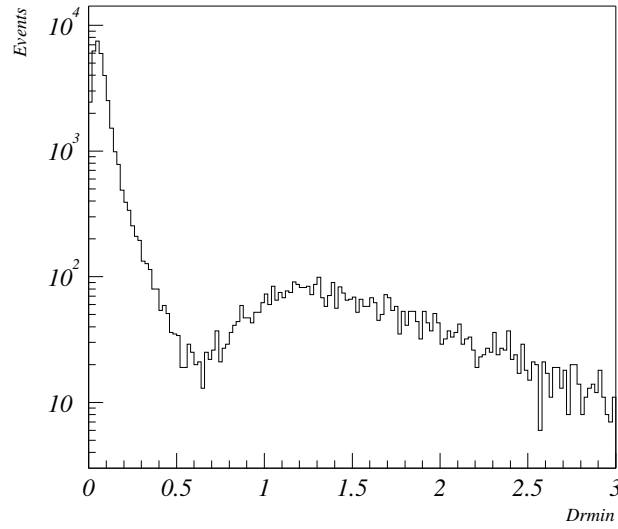


FIG. 4.27 – Distribution de la distance entre le jet offline et le jet de niveau 2 le plus proche.

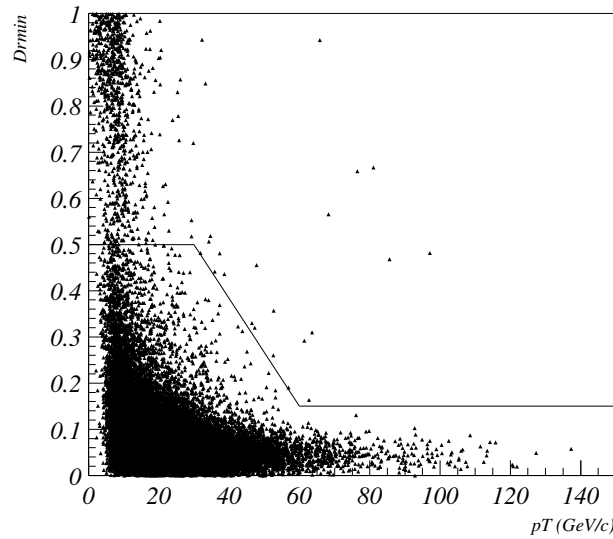


FIG. 4.28 – Distribution de la distance entre le jet offline et le jet de niveau 2 le plus proche en fonction de l'impulsion transverse du jet offline. Les jets offline à l'intérieur du contour noir sont considérés comme associés à un jet de niveau 2.

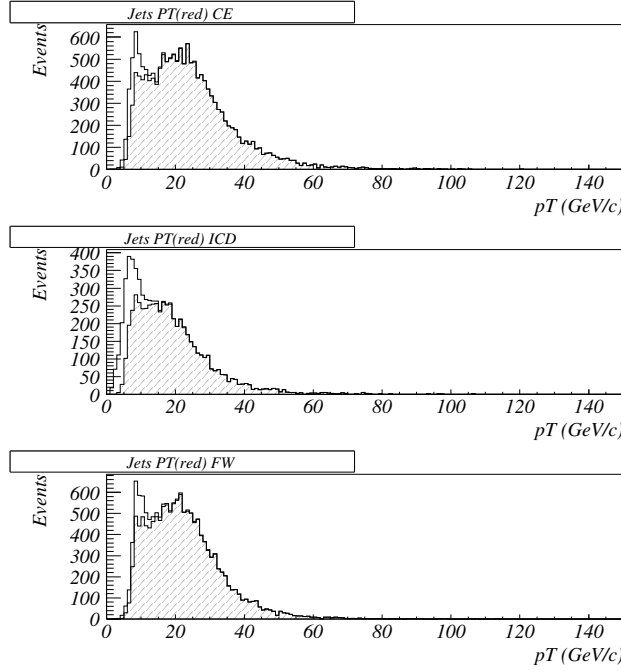


FIG. 4.29 – Impulsion transverse réduite de tous les jets offline (histogramme blanc) et de ceux associés à un jet de niveau 2 (histogramme hachuré) pour les trois régions du calorimètre.

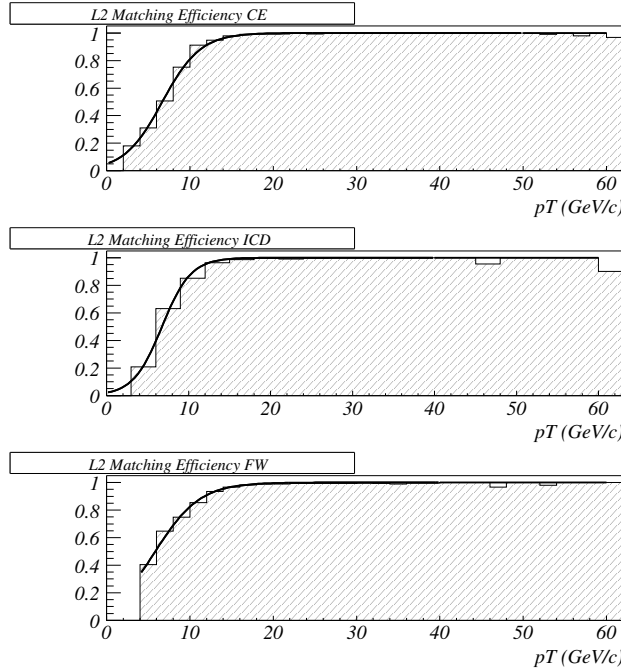


FIG. 4.30 – Efficacité d'association des jets offline avec les jets de niveau 2 en fonction de l'impulsion transverse réduite du jet offline pour les trois régions du calorimètre. Les ajustements effectués sur chaque distribution sont aussi tracés.

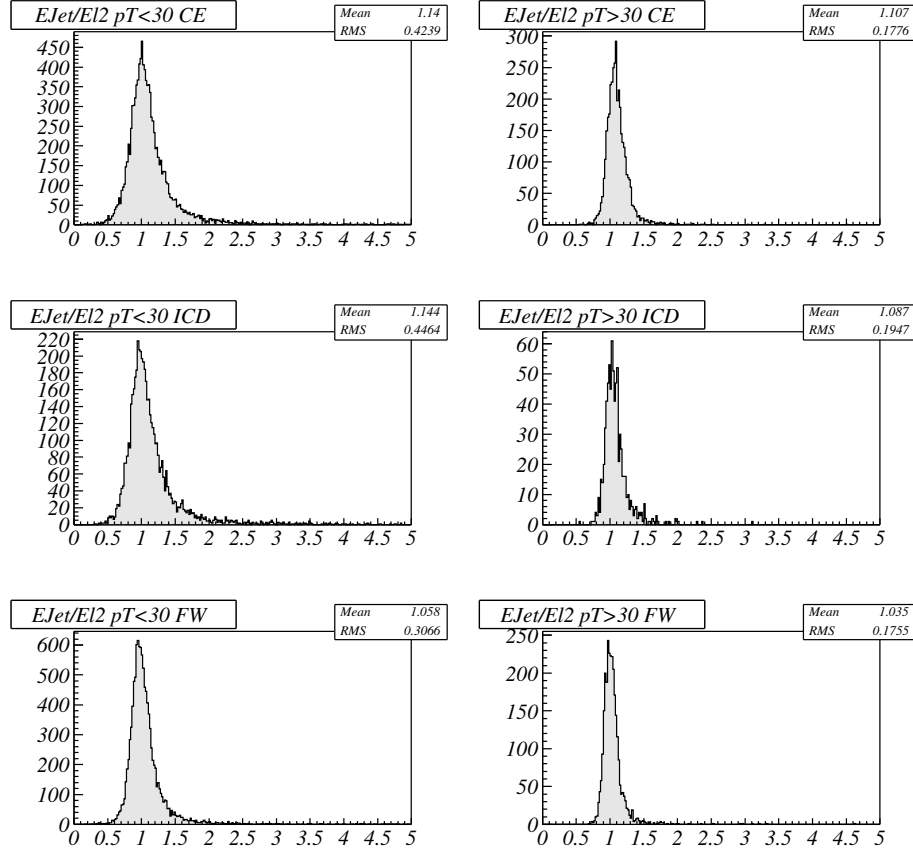


FIG. 4.31 – Rapport entre l'énergie réduite du jet offline et celle du jet de niveau 2 associé pour les trois régions du calorimètre. Des exemples sont donnés en considérant les intervalles suivants en impulsion transverse réduite du jet offline : $p_T^{red} < 30$ GeV/c et $p_T^{red} > 30$ GeV/c.

écart systématique est observé entre les deux directions. Cet effet est dû à un problème dans le préprocesseur qui traite l'information de niveau 2 du calorimètre ².

La procédure de simulation des jets de niveau 2 est la suivante :

1. en fonction du p_T^{red} du jet offline, il est décidé si un jet de niveau 2 a été reconstruit en consultant les courbes d'efficacité d'association (voir figure 4.30).
2. si un jet de niveau 2 a été reconstruit, alors l'énergie du jet offline doit être corrigée d'un facteur de calibration. Celui-ci est un nombre aléatoire tiré dans une distribution paramétrée par plusieurs gaussiennes choisies en fonction du p_T^{red} du jet offline (voir figure 4.31).
3. la direction des jets de niveau 2 simulés est celle du jet offline de départ après correction (voir figure 4.33). La couverture angulaire des jets simulés est réduite à $|\eta| < 3,2$ pour être conforme à celle du système de déclenchement.

²Le préprocesseur L2CAL [124] utilisait un intervalle en η décalé pour les jets et les électrons.

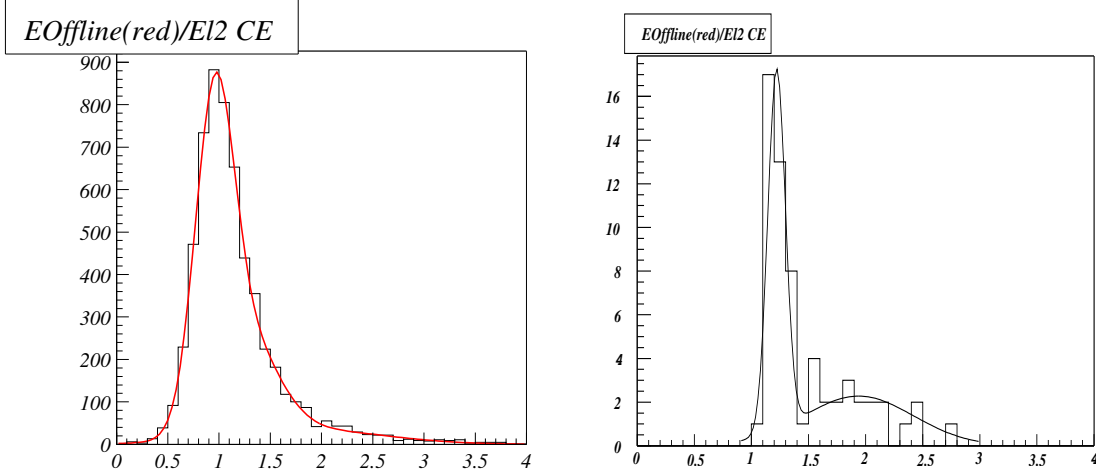


FIG. 4.32 – Distribution du rapport entre l'énergie réduite du jet offline et du jet de niveau 2 associé pour $p_T^{red} < 30$ GeV/c (gauche). Cette distribution est ajustée par une somme de trois gaussiennes. Distribution de ce rapport pour $p_T^{red} > 130$ GeV/c et son ajustement (droite).

Simulation des jets de niveau 3 pour la version_2

Pour la simulation des jets de niveau 3 de la **version_2**, des jets offline sont reconstruits avec des cônes de rayon 0,5 et en prenant en compte le vertex de l'événement. Autant pour les jets offline que les jets de niveau 3, les corrections de non-linéarités sont appliquées. Les jets offline et de niveau 3 sont alors très similaires. Le lot de données contenant les événements ayant déclenché MHT30_3CJT5 (**version_2**) est utilisé.

La différence entre le vertex reconstruit offline et celui obtenu par l'algorithme mis en place au niveau 3 peut affecter l'impulsion transverse des jets simulés. L'algorithme de reconstruction au niveau 3 est donc reproduit offline. L'accord entre le vertex de niveau 3 et celui obtenu par cette méthode est amélioré (voir figure 4.34). La position du vertex ainsi obtenue est injectée dans l'algorithme de reconstruction des jets offline.

Une fois les jets offline reconstruits avec la position correctement simulée du vertex, leur comparaison avec les jets de niveau 3 peut alors être effectuée. Les figures 4.35, 4.36 et 4.37 montrent les mêmes quantités que pour la **version_1**. On constate une meilleure correspondance entre ces jets sur tous les points.

La paramétrisation du facteur de correction de l'énergie nécessite un maximum de trois gaussiennes. Elle est effectuée par intervalles de 20 GeV/c en impulsion transverse du jet offline et pour les trois régions du calorimètre.

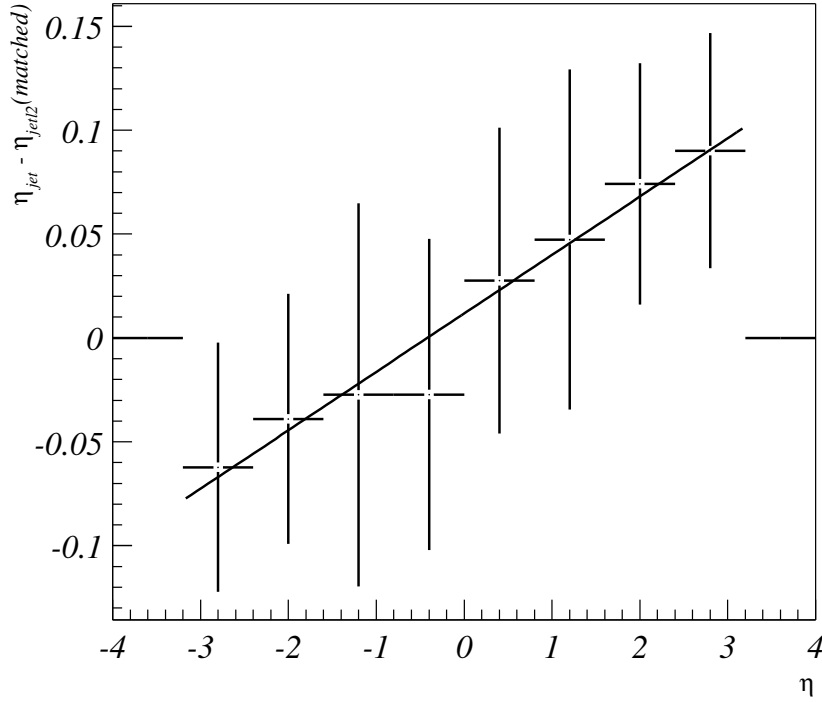


FIG. 4.33 – Différence entre la direction en η du jet offline et du jet de niveau 2 associé en fonction du η du jet offline. La droite est un ajustement de cet effet.

4.3.3.2 Simulation de quantités globales

Les jets obtenus par les simulations décrites dans le paragraphe précédent, peuvent être utilisés dans le calcul de quantités globales comme les variables HT et MHT aux niveaux 2 et 3. Seul le lot de données contenant les événements ayant déclenché la condition CJT(3,5) est utilisé pour ne pas introduire de biais aux niveaux 2 et 3.

Résultats pour le niveau 2

La distribution de l'impulsion transverse des jets de niveau 2 et de celle des jets de niveau 2 simulés est montrée sur la figure 4.38. La simulation reproduit correctement les jets au-delà de 25 GeV/c d'impulsion transverse. Les jets de niveau 2 qui n'ont pas de correspondance offline sont expliqués par la présence d'un seuil minimum de reconstruction des jets offline de 8 GeV/c.

La figure 4.39 montre un bon accord entre les distributions de la variable HT calculée avec les jets de niveau 2 et celle obtenue avec les jets de niveau 2 simulés. La distribution de la variable MHT simulé est plus large que la distribution observée (voir figure 4.40).

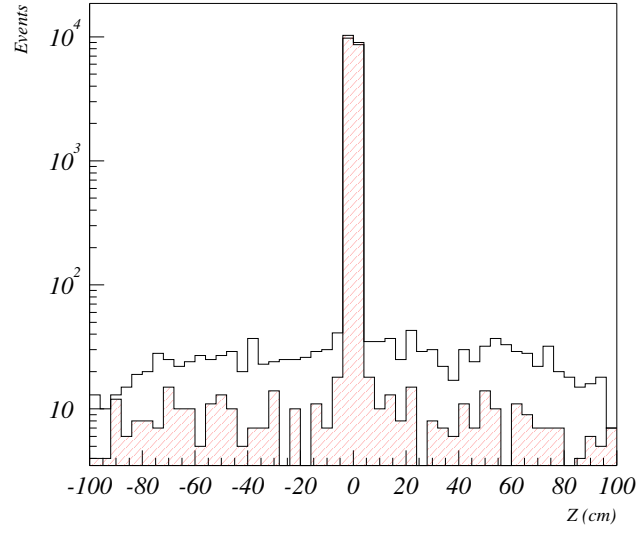


FIG. 4.34 – Distribution de la différence entre les positions sur l'axe z des vertex offline et niveau 3 (histogramme vide) et de la différence entre les vertex simulés et de niveau 3 (histogramme hachuré).

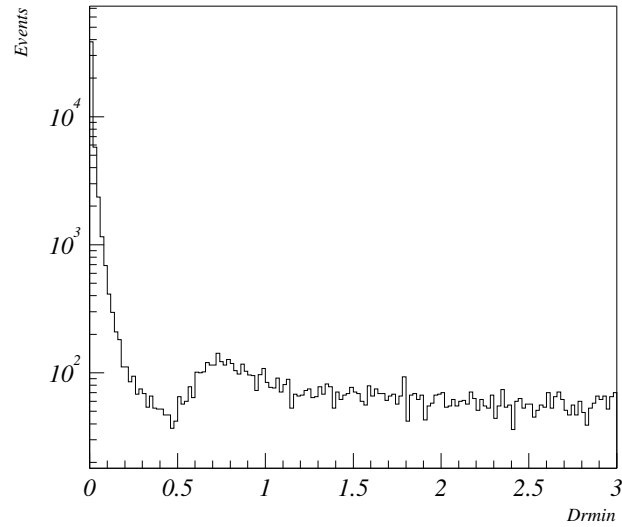


FIG. 4.35 – Distribution de la distance entre le jet offline et le jet de niveau 3 le plus proche.

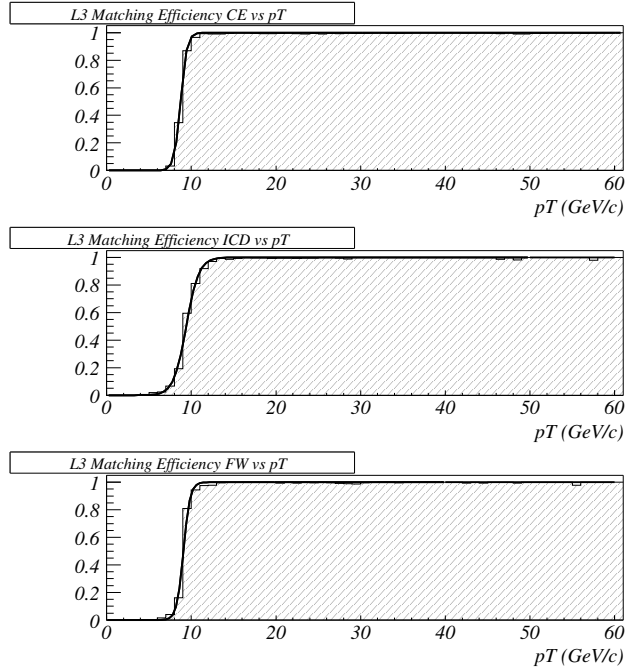


FIG. 4.36 – Efficacité d'association des jets offline avec les jets de niveau 3 en fonction de l'impulsion transverse du jet offline pour les trois régions du calorimètre. Les ajustements effectués sur chaque distribution sont aussi tracés.

La valeur moyenne et l'écart-type de la différence entre quantité simulée et observée en fonction de HT^{red} est paramétrisée (voir figure 4.41) et utilisée comme facteur de correction. La distribution de MHT après correction (voir figure 4.42) montre un accord raisonnable entre la simulation et la quantité observée.

Résultats pour le niveau 3

Les mêmes quantités sont étudiées pour le niveau 3 (**version_1**). Le lot de données CJT(3,5) ne contient ici que les événements remplissant la condition de niveau 2 $MHT > 20$ GeV. Les figures 4.43, 4.44 et 4.45 montrent un accord satisfaisant entre la simulation et les quantités observées au niveau 3 de déclenchement.

L'accord entre les quantités simulées et observées est meilleur pour la **version_2**. Les figures 4.46, 4.47 et 4.48 montrent les distributions des quantités globales pour le lot d'événements CJT(3,5) décrit dans le paragraphe précédent après une coupure à 20 GeV sur MHT au niveau 2.

4.3.3.3 Performance de la simulation

La performance de la simulation de la réponse du système de déclenchement peut être testée à partir de l'observation de la quantité MHT calculée à partir des jets offline. Cette quantité a l'avantage de correspondre à la variable utilisée par le système de déclenchement aux niveaux 2 et 3. Les distributions de cette variable après la condition

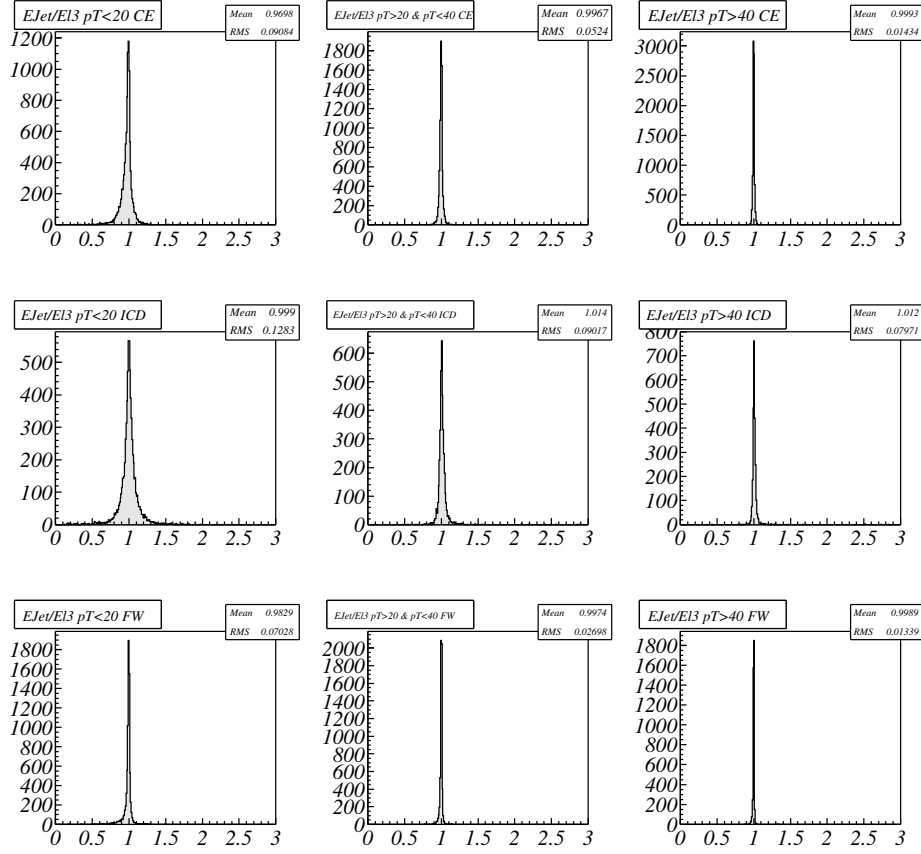


FIG. 4.37 – Rapport entre l'énergie du jet offline et du jet de niveau 3 associé pour les trois régions du calorimètre en considérant différents intervalles en impulsion transverse du jet offline : $p_T < 20$ GeV/c, $20 \leq p_T < 40$ GeV/c et $p_T \geq 40$ GeV/c.

de niveau 2 (voir figure 4.49) et la condition de niveau 3 (voir figure 4.50) montrent un accord satisfaisant. La figure 4.51 est celle obtenue pour la condition de niveau 3 de la `version_2`.

4.3.4 Calcul de l'efficacité

La simulation peut être utilisée pour le calcul de l'efficacité de déclenchement sur le signal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ par exemple. Un lot de 6250 événements simulés pour une masse de Higgs de 115 GeV/c² est utilisé pour cette étude. Une fraction de 0,8 événements de biais minimum est ajoutée. Des coupures identiques à celles du paragraphe 4.2.1 sont appliquées et retiennent 45% des événements soit 2826.

4.3.4.1 Simulation du niveau 1

La condition de déclenchement CJT(3,5) est très corrélée à l'énergie totale des jets de l'événement. La courbe d'efficacité de déclenchement au premier niveau est donc

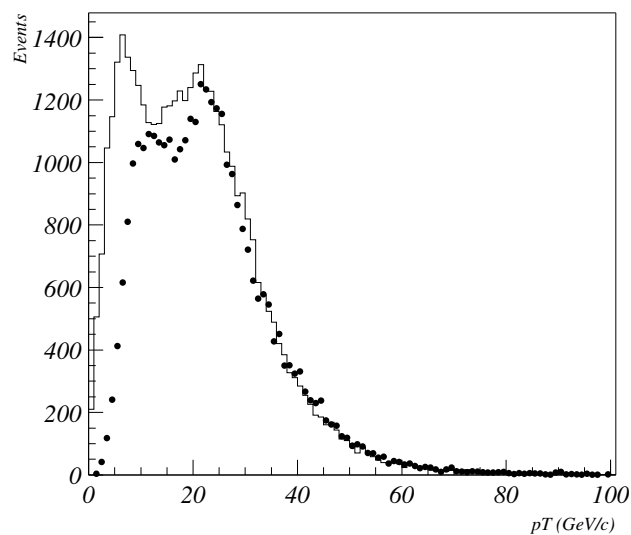


FIG. 4.38 – Distribution de l'impulsion transverse des jets de niveau 2 (trait plein) et des jets de niveau 2 simulés (points).

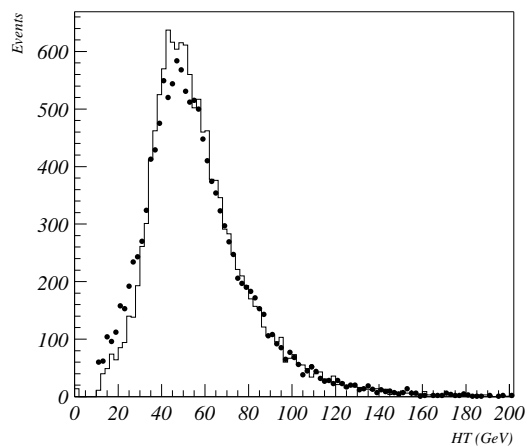


FIG. 4.39 – Distribution de la variable HT calculée à partir des jets de niveau 2 (trait plein) et à partir des jets de niveau 2 simulés (points).

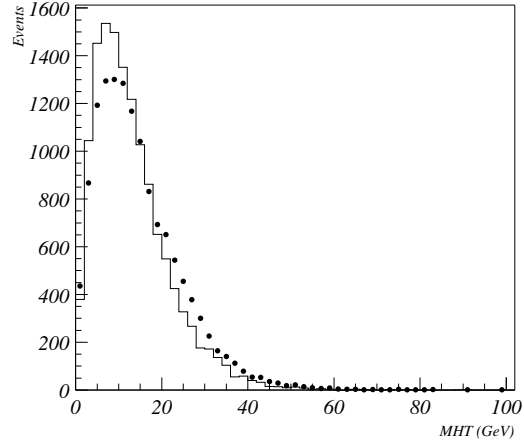


FIG. 4.40 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets de niveau 2 (trait plein) et à partir des jets de niveau 2 simulés (points).

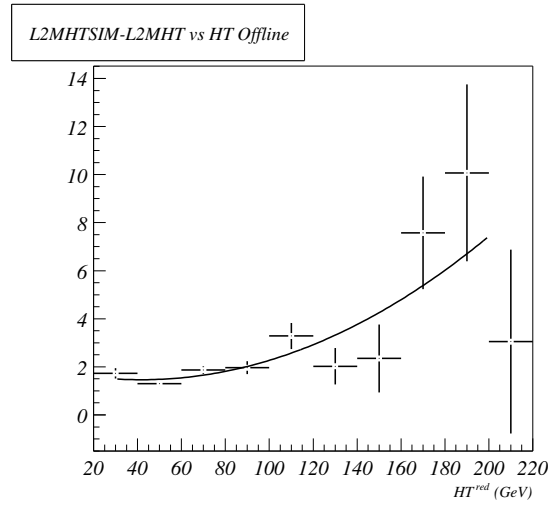


FIG. 4.41 – Valeur moyenne et σ de la différence entre la valeur de MHT simulée et observée au niveau 2 en fonction de HT^{red} . La paramétrisation de cet effet correspond à la courbe en trait plein.

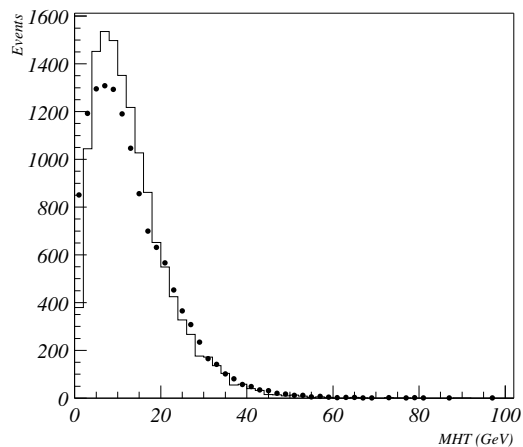


FIG. 4.42 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets de niveau 2 (trait plein) et à partir des jets de niveau 2 simulés (points) après correction.

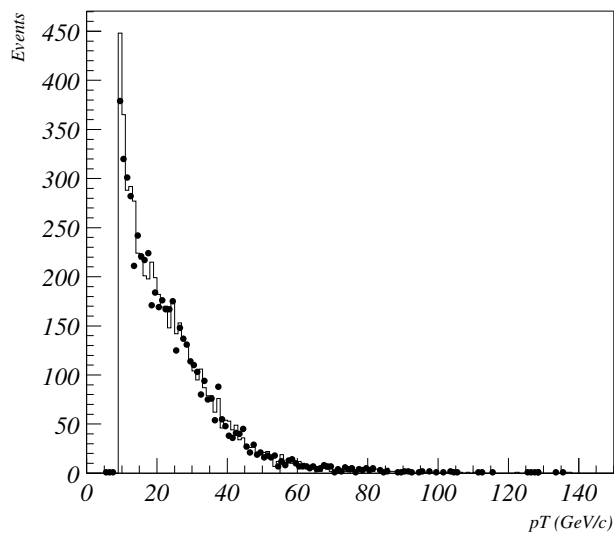


FIG. 4.43 – Distribution de l'impulsion transverse des jets de niveau 3 (trait plein) et des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_1` est considérée.

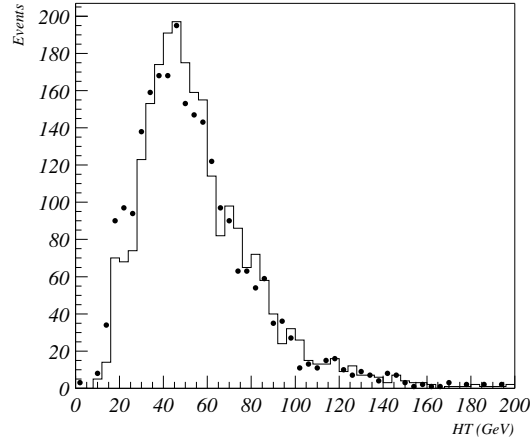


FIG. 4.44 – Distribution de la variable HT calculée à partir des jets de niveau 3 (trait plein) et à partir des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_1` est considérée.

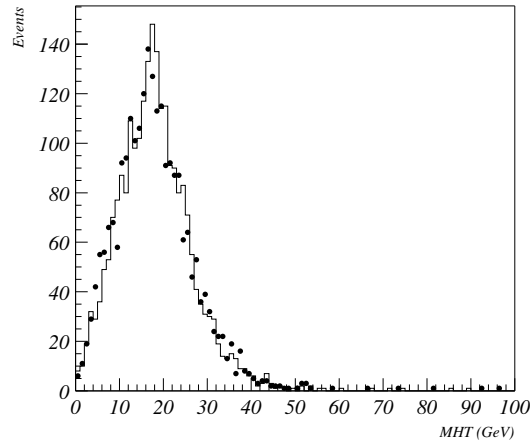


FIG. 4.45 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets de niveau 3 (trait plein) et à partir des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_1` est considérée.

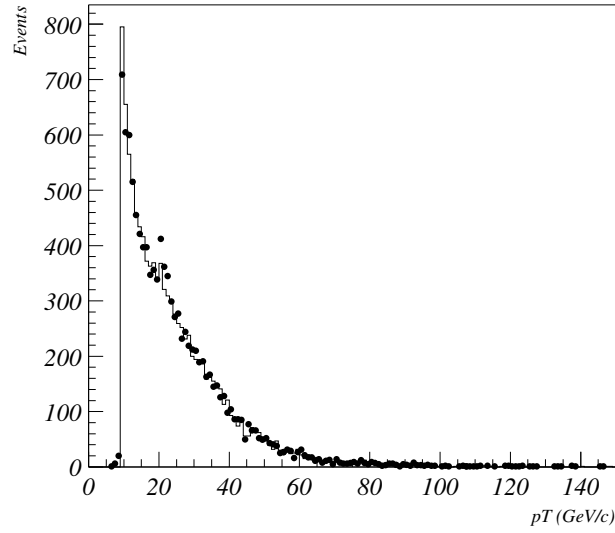


FIG. 4.46 – Distribution de l'impulsion transverse des jets de niveau 3 (trait plein) et des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_2` est considérée.

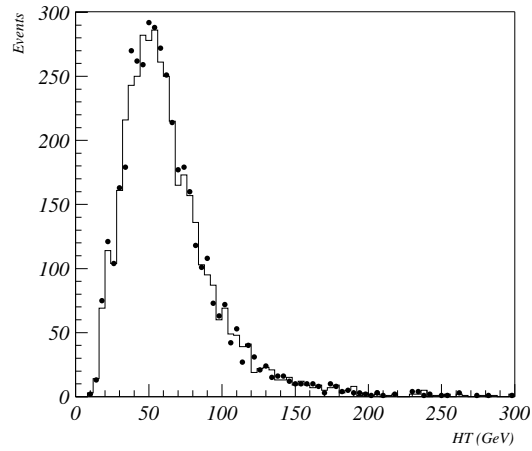


FIG. 4.47 – Distribution de la variable HT calculée à partir des jets de niveau 3 (trait plein) et à partir des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_2` est considérée.

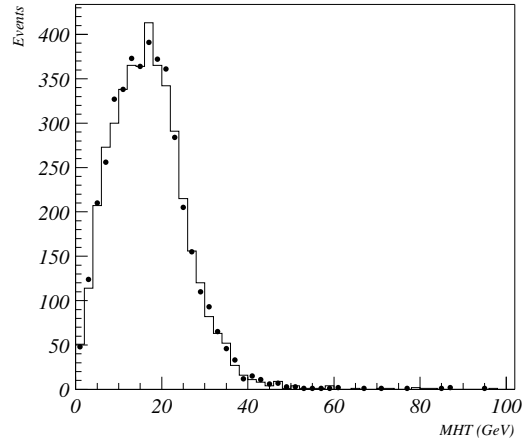


FIG. 4.48 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets de niveau 3 (trait plein) et à partir des jets de niveau 3 simulés (points). La `version_2` est considérée.

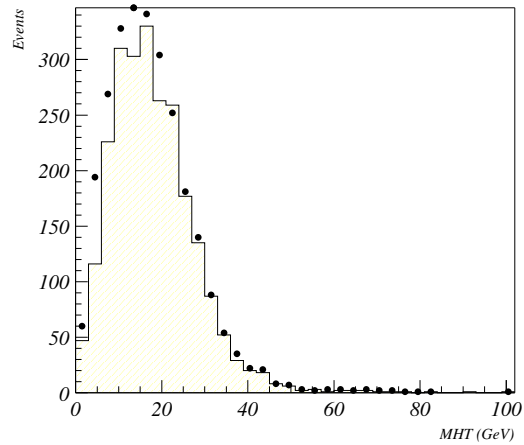


FIG. 4.49 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets offline après la condition de niveau 2 réelle (trait plein) et après la condition de niveau 2 simulée (points).

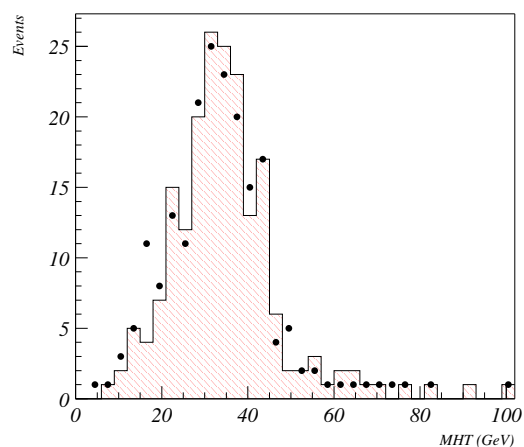


FIG. 4.50 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets offline après les conditions de niveau 2 et 3 réelles (trait plein) et après les conditions de niveau 2 et 3 simulés (points). la `version_1` est considérée.

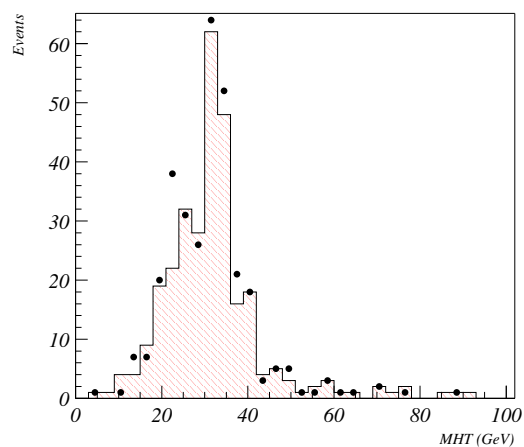


FIG. 4.51 – Distribution de la variable MHT calculée à partir des jets offline après les conditions de niveau 2 et 3 réelles (trait plein) et après les conditions de niveau 2 et 3 simulés (points). La `version_2` est considérée.

établie en fonction de la variable H_T calculée à partir des jets offline standard. Les jets offline standard sont reconstruits par l'algorithme décrit dans le chapitre 2 (paragraphe 2.5.4). Ils ont un rayon de 0,5 et sont conformes aux critères de sélection.

Les données

La détermination d'une courbe d'efficacité nécessite l'utilisation d'un lot de données non biaisé pour la condition de déclenchement choisie. Un lot de données contenant environ 200000 événements collectés par un déclenchement basé sur les muons est utilisé. De cette façon, ce lot est non biaisé du point de vue du calorimètre.

Les événements contenant des mauvais jets sont retirés du lot pour éviter toutes distorsions de la variable H_T due au bruit dans le calorimètre. Un mauvais jet est un jet qui ne satisfait pas au moins un des critères de sélection des bons jets (voir chapitre 2 paragraphe 2.5.4).

Les jets utilisés

Les jets offline standard sont modifiés de façon à reproduire de façon plus exacte l'énergie telle qu'elle est récupérée par les tours de déclenchement de niveau 1. La fraction d'énergie déposée par le jet dans la partie ICD et la partie hadronique grossière est extraite de l'énergie totale du jet. L'impulsion transverse est recalculée par rapport à un vertex forcé à la position d'origine. Les corrections d'échelle d'énergie ne sont pas appliquées.

Courbes d'efficacités

La courbe d'efficacité de déclenchement de $CJT(3,5)$ est alors déterminée pour différentes multiplicités de jets. Ces courbes sont jointes sur la figure 4.52.

Efficacité de niveau 1

Ces paramétrisations peuvent être utilisées sur le fichier d'événements Monte Calo. Mais pour prendre en compte les différences entre données simulées et données réelles du point de vue de la réponse du calorimètre, les impulsions transverses des jets offline du fichier de données simulées sont multipliées par un facteur égal au rapport des échelles d'énergie. L'existence de deux échelles d'énergie (voir chapitre 2, paragraphe 2.5.4) reflète les limitations de la simulation à reproduire correctement les conditions de fonctionnement du calorimètre (comme le bruit par exemple). La relation suivante est utilisée pour remonter à l'impulsion transverse qu'un jet offline du fichier simulé aurait dans les données réelles :

$$p_T(\text{vraie}) = JES_{MC} \times p_T(MC) = JES_{Data} \times p_T(Data) \quad (4.1)$$

où

- $p_T(\text{vraie})$ est la vraie impulsion transverse d'un jet.

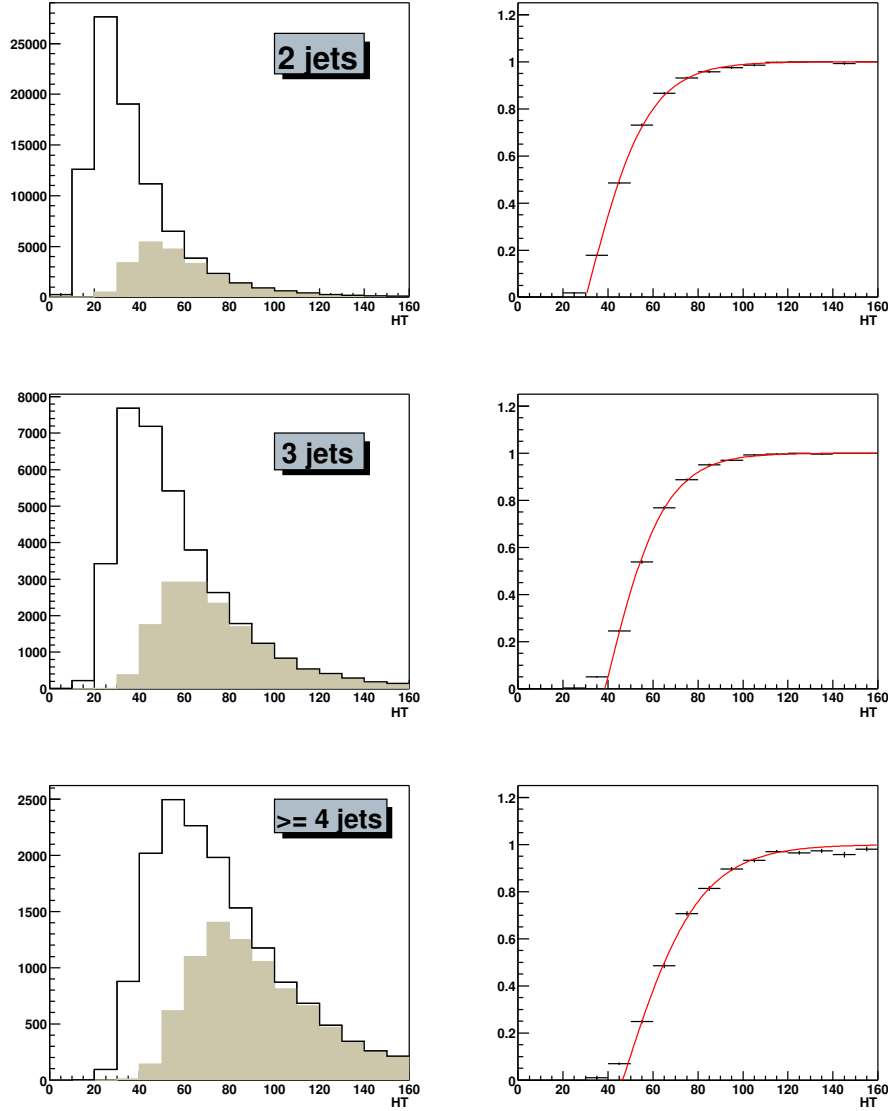


FIG. 4.52 – Courbes d'efficacité de déclenchement en fonction de H_T^{red} pour différentes multiplicités de jets (droite). Les paramétrisations sont en trait plein. Les distributions de H_T^{red} (gauche) pour tous les évènements (histogramme vide) et pour ceux qui ont déclenchés CJT(3,5) (histogramme plein) sont présentées. Les courbes de droite sont obtenues en faisant le rapport des histogrammes.

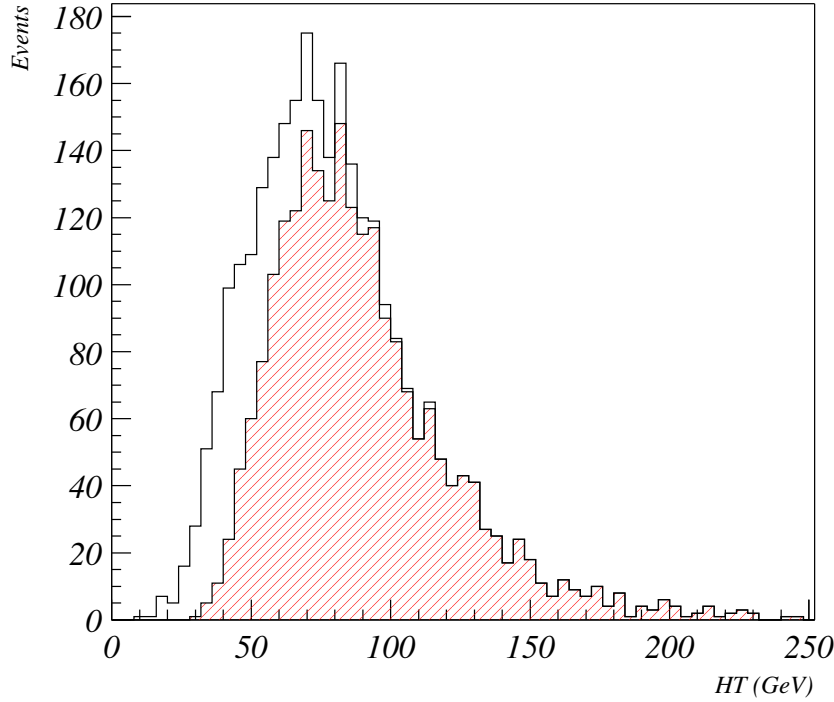


FIG. 4.53 – Distribution de la variable H_T^{red} pour tout les événements de signal (histogramme vide) et ceux passant la condition de niveau 1 (histogramme hachuré).

- $p_T(MC)$ est l'impulsion transverse de ce jet dans le cas ou celui-ci est simulé (le sigle MC signifie « Monte Carlo » ici).
- $p_T(Data)$ est l'impulsion transverse de ce jet si il était issu des données réelles.
- JES_{MC} et JES_{Data} sont les échelles d'énergie des jets pour les données simulées et réelles respectivement.

Le facteur de correction est alors :

$$p_T(Data) = \frac{JES_{MC}}{JES_{Data}} \times p_T(MC) \quad (4.2)$$

La courbe 4.53 montre la distribution de H_T^{red} pour les événements de signal ainsi que ceux remplissant la condition de premier niveau. L'efficacité de CJT(3,5) est de 79% (et de 65% si les coupures d'analyse standard ne sont pas appliquées).

4.3.4.2 Simulation des niveaux 2 et 3

Dans la perspective d'utiliser la simulation du déclenchement, les jets de cône nécessaires ont été reconstruits pour le fichier de signal considéré. Ces jets offline ont leurs

impulsions transverses corrigées du rapport des échelles d'énergie comme expliqué dans le paragraphe précédent.

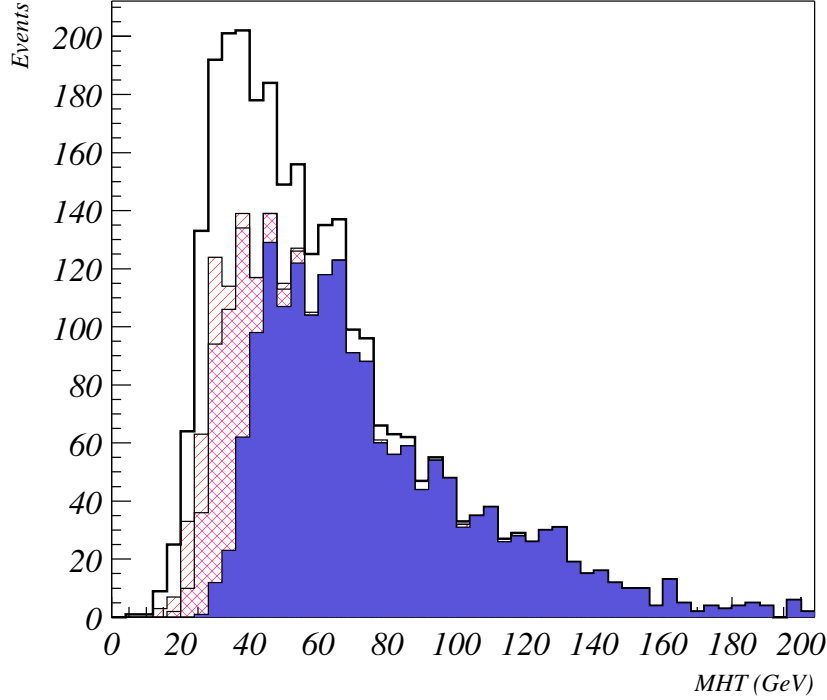


FIG. 4.54 – Variable MHT pour les événements de signal (vide) et pour ceux remplissant la condition de niveau 1 (hachuré), la condition de niveau 2 en plus (doublement hachuré) et toutes les conditions (plein). La condition de niveau 3 est celle de la `version_1`.

La distribution de la variable MHT calculée à partir des jets offline standard est montrée sur les figures 4.54 et 4.55 pour les deux versions du déclenchement MHT30_3CJT5. On aperçoit un déclenchement plus prononcé au niveau 3 dans le cas de la `version_2`. Le tableau 4.7 résume les efficacités de déclenchement obtenues aux niveaux 2 et 3 pour les deux versions.

Efficacité (%)	<code>version_1</code>	<code>version_2</code>
Niveau 2	95%	95%
Niveau 3	85%	94%
Finale	63%	70%

TAB. 4.7 – Efficacités de déclenchement pour les deux versions.

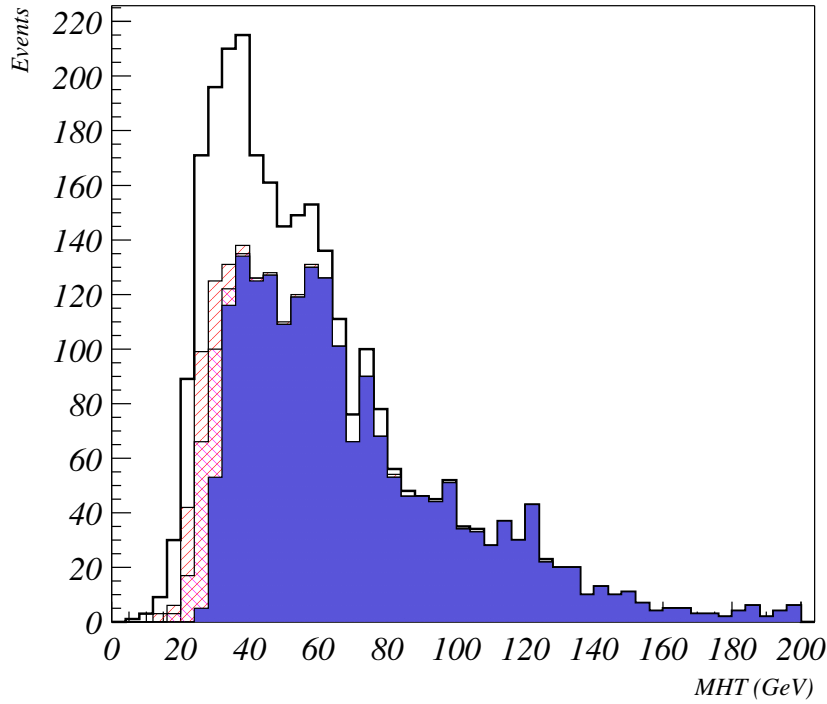


FIG. 4.55 – Variable MHT pour les événements de signal (vide) et pour ceux remplissant la condition de niveau 1 (hachuré), la condition de niveau 2 en plus (doublement hachuré) et toutes les conditions (plein). La condition de niveau 3 est celle de la `version_2`.

L'efficacité finale du déclenchement est de 63% (`version_1`) et 70% `version_2` et elle est de 45% et 50% si les coupures d'analyses ne sont pas appliquées. Il y a donc une augmentation visible de l'efficacité de déclenchement pour la `version_2`.

4.4 Comparaison avec la simulation du déclenchement Trigsim

Le programme `Trigsim` permet de simuler la réponse du déclenchement aux trois niveaux à partir d'un fichier de données simulées (voir chapitre 2 paragraphe 2.2.4). Les algorithmes des niveaux 2 et 3 sont identiques à ceux du véritable système de déclenchement tandis que le premier niveau est complètement simulé. Par exemple, les énergies des tours de déclenchement du calorimètre sont simulées par ce programme.

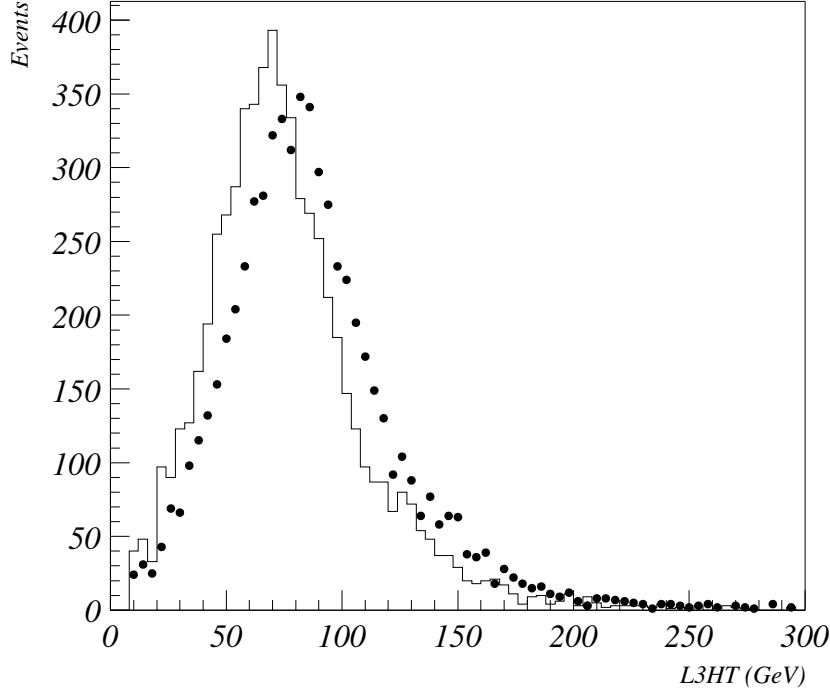


FIG. 4.56 – Distribution de la variable HT au niveau 3 pour le programme Trigsim (en pointillés) et la Simulation (en trait plein).

La comparaison entre Trigsim et la simulation décrite dans les paragraphes précédents, peut être étudiée à partir des distributions de quantités globales comme HT ou bien MHT par exemple. On notera Simulation, la simulation du déclenchement paramétrée sur des données réelles. Les différences éventuelles pourront alors être interprétées. Le lot d'événements $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ simulés utilisé dans le paragraphe précédent est passé à travers le programme Trigsim. L'algorithme de reconstruction des jets de niveau 3 reproduit par ce programme correspond à celui de la `version_2` de la simulation.

4.4.1 Comparaison au Niveau 3

La distribution de la variable HT pour la Simulation et le programme Trigsim est montrée sur la figure 4.56.

On constate que le programme Trigsim semble surestimer l'énergie des jets de 15% en moyenne. Sur la figure 4.57, on observe que cette différence disparaît totalement si l'impulsion transverse des jets offline n'est pas corrigée d'un facteur égal au rapport des échelles d'énergie (voir paragraphe 4.3.4) dans la Simulation. On notera ce facteur de correction \mathcal{C}_{JES} .

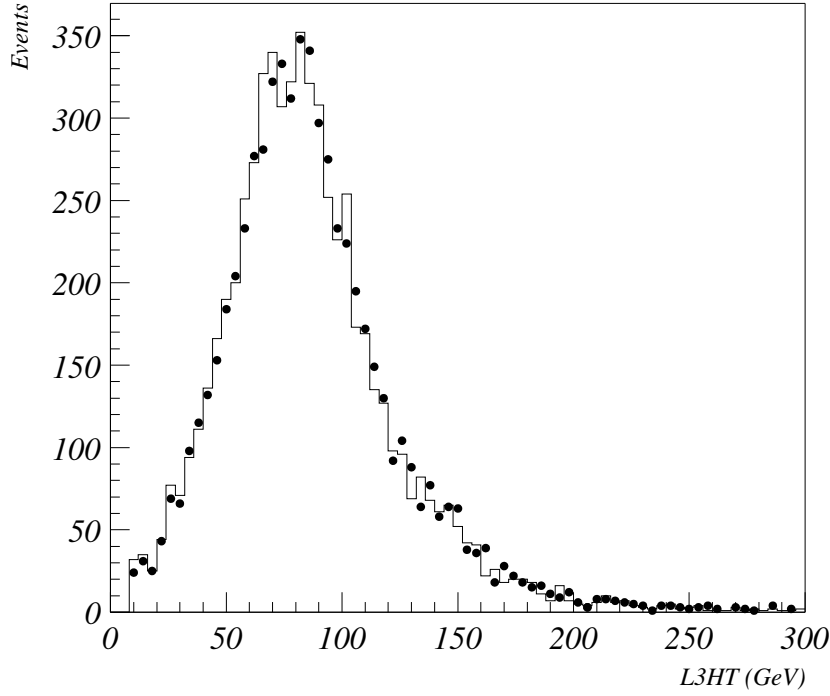


FIG. 4.57 – Distribution de la variable HT au niveau 3 pour le programme Trigsim (en pointillés) et la Simulation (en trait plein). La correction de l'impulsion transverse des jets dans la Simulation n'est pas appliquée.

4.4.2 Comparaison aux Niveaux 1 et 2

L'efficacité de déclenchement au premier niveau est de 75% en utilisant le programme Trigsim alors qu'elle est de 65% avec la Simulation. De manière identique au cas du niveau 3, si le facteur \mathcal{C}_{JES} n'est pas utilisé, la Simulation donne alors 73% d'efficacité en accord avec Trigsim.

Pour le second niveau de déclenchement, Trigsim surestime de 26% l'énergie des jets. Sans le facteur \mathcal{C}_{JES} pour la Simulation, la surestimation n'est plus que de 12%. La figure 4.58 montre la distribution de la variable HT obtenue avec Trigsim et la Simulation dans le cas où la correction \mathcal{C}_{JES} est appliquée ou non.

4.4.3 Interprétations

Les différences entre le programme Trigsim et la Simulation concernant la reproduction de la réponse du déclenchement aux niveaux 1 et 3, sont éliminées si le facteur de correction \mathcal{C}_{JES} n'est pas appliqué. Ce facteur est utilisé par la Simulation pour prendre en compte les différences entre la réponse du calorimètre dans les données réelles et simulées. Le programme Trigsim ne tient donc pas compte de ces différences ce qui se traduit par une surestimation de l'énergie des jets. Ce programme ne peut donc pas être utilisé pour le calcul de l'efficacité de déclenchement sur un signal donné.

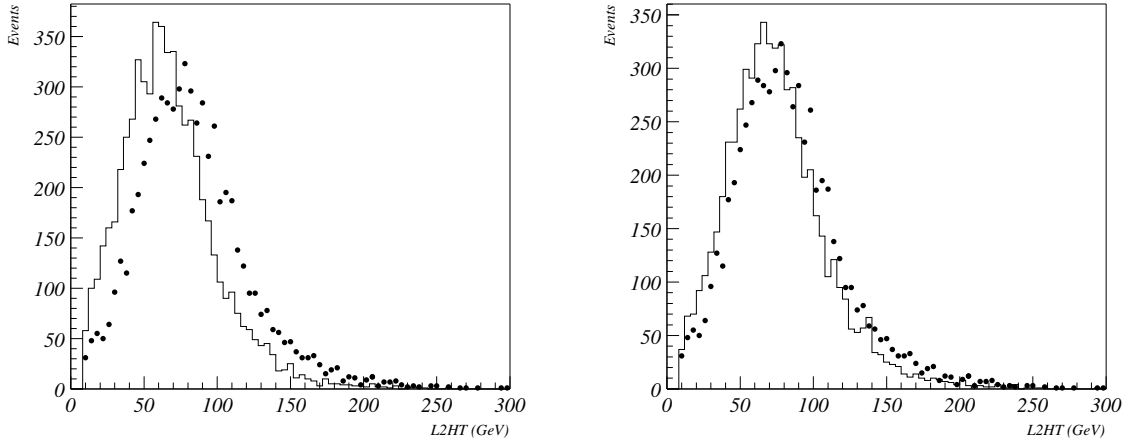


FIG. 4.58 – Distribution de la variable HT au niveau 2 pour le programme **Trigsim** (en pointillés) et la **Simulation** (en trait plein) dans le cas où le facteur de correction \mathcal{C}_{JES} est appliqué (gauche) ou non (droite).

Au second niveau de déclenchement, le facteur \mathcal{C}_{JES} n'est pas la source unique des différences entre la simulation de l'énergie des jets par le programme **Trigsim** et la **Simulation**. Les niveaux 1 et 2 se basent pourtant sur la même information qui est celle des tours de déclenchement du premier niveau. Cette observation suggère que **Trigsim** reproduit assez bien les tours de déclenchement de 5 GeV ou plus mais pas très bien les tours de plus faible énergie pouvant intervenir dans la reconstruction d'un jet de niveau 2.

4.5 Conclusion

Une méthode de déclenchement a été mise en place pour sélectionner les événements présentant une topologie à jets et énergie transverse manquante. Le taux de déclenchement total est de 2 Hz pour une luminosité de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Les efficacités de déclenchement sont de 63% et 70% pour le signal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ utilisant la **version_1** et **version_2** respectivement. Dans le cas d'une paire de particules sbottom, ces efficacités sont de 60% et 68%. Ces efficacités sont calculées par rapport aux nombres d'événements de signal survivant aux coupures d'analyses.

Cette méthode de déclenchement a permis de collecter un total de 290 pb^{-1} entre le mois d'Avril 2003 et Juin 2004. Les données enregistrées entre le mois d'Avril et Septembre 2003 furent utilisées pour la recherche de sbottom, stop, monojet, squarks ainsi que de leptoquarks ([126],[128] et [139]). L'analyse des données pour la recherche de leptoquarks sera décrit en détail dans le chapitre suivant.

Des améliorations possibles de cette méthode ont été discutées. La condition de premier niveau fut changée par $\text{CJT}(2,5)\text{CJT}(3,4)$ donnant un efficacité de déclen-

chement plus élevée. Depuis Juin 2004, la méthode de déclenchement existe sous deux formes fonctionnant simultanément [127]. La première forme permet la sélection d'événements contenant des jets acoplanaires et \cancel{E}_T (pour $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ par exemple) et la seconde est optimisée pour l'enregistrement d'événements multijet et \cancel{E}_T (pour la production de paire de gluinos). Le taux de déclenchement total est d'environ 3 Hz pour une luminosité de $75 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Une simulation reproduisant la réponse du système de déclenchement est utilisée pour la détermination de l'efficacité. Un outil a été développé de manière à intégrer l'ensemble des paramétrisations. Celui-ci sera utilisé dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Recherche de leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante

Ce chapitre présente l'analyse de données pour la recherche de leptoquarks scalaires dans les états finals à jets et énergie transverse manquante. Dans un premier temps, la stratégie globale sera décrite. Les 85 pb^{-1} de données utilisés seront examinés et les propriétés du signal seront présentées. L'ensemble des bruits de fond considérés seront ensuite passés en revue. Cette analyse est suffisamment sensible pour étendre le domaine d'exclusion en masse pour ces objets à un niveau de confiance de 95%. Ces résultats améliorent ceux obtenus précédemment (Run I) avec le détecteur DØ [29].

5.1 Introduction

Cette analyse de données consiste à mettre en évidence une possible déviation par rapport au Modèle Standard dans les topologies à jets acoplanaires et E_T pouvant être interprétée comme due à la présence de leptoquarks. Seuls sont considérés les leptoquarks se désintégrant en quark et neutrino ($LQ \rightarrow q\nu$) avec un rapport d'embranchement fixé à 100%. La production d'une paire de leptoquarks donne alors un état final composé essentiellement de deux jets acoplanaires et d'énergie transverse manquante emportée par les neutrinos.

De nombreux processus découlant des interactions décrites par le Modèle Standard peuvent produire des états finals de topologie similaire, voire identique. La recherche de leptoquarks dans ce canal ne bénéficie pas d'une signature très distincte compte tenu de l'environnement hadronique du TeVatron. Le résultat des collisions est naturellement composé essentiellement de jets.

L'analyse des événements à jets et E_T met à profit les caractéristiques avantageuses du calorimètre en ce qui concerne l'identification et la mesure de l'énergie des jets ainsi que la mesure de l'énergie transverse manquante. L'information des nouveaux détecteurs de traces du Run II est aussi sollicitée dans l'étude des événements collectés.

D'un point de vue expérimental, la recherche de nouvelle physique dans ce canal présente de nombreuses difficultés qui doivent être surmontées. La sensibilité de l'analyse est en grande partie déterminée par la capacité d'une mesure précise de l'énergie transverse manquante. Les catégories suivantes peuvent être distinguées :

- la dégradation de la mesure et de la résolution de la \cancel{E}_T :
 - les effets des problèmes techniques et du bruit dans le calorimètre sur la détermination de \cancel{E}_T . Si l'électronique de lecture ne fonctionne pas dans une région donnée du calorimètre, de l'énergie manquante est alors formée. La résolution sur \cancel{E}_T est affectée par le bruit venant principalement de l'électronique de lecture. Il faut aussi prendre en compte la résolution intrinsèque du calorimètre.
 - la \cancel{E}_T créée par des gerbes de particules produites dans le calorimètre par des muons cosmiques. L'énergie déposée par la gerbe n'est pas balancée dans le calorimètre et génère de l'énergie transverse manquante.
 - l'effet de la mauvaise détermination de la position du vertex primaire de l'événement sur la mesure de \cancel{E}_T . Des jets parfaitement balancés dans le plan transverse ne le sont plus si le vertex de l'événement est faux.
- les bruits de fond :
 - il y a de nombreuses sources de bruits de fond prédites par le Modèle Standard comme la production de bosons vecteurs (W ou Z) accompagnés de jets.
 - un autre bruit de fond provient de la production d'événements multijets QCD. Contrairement aux processus précédents, ces événements n'ont pas de vraie \cancel{E}_T , celle-ci est issue de la mauvaise mesure de l'énergie des jets.

Ces difficultés orientent la stratégie d'analyse vers le développement d'outils permettant d'éliminer toutes les sources factices de \cancel{E}_T . Le choix de variables discriminantes pour réduire la contribution des bruits de fond est un aspect tout aussi important.

La première partie décrira la mise en place d'un lot de données utilisable pour cette analyse ainsi que les outils utilisés dans la procédure de présélection. Le signal sera ensuite décrit ainsi que les bruits de fond. L'analyse et ses résultats concluront ce chapitre.

5.2 Le traitement préalable des données

Les données collectées au moyen de la méthode de déclenchement (MHT30_3CJT5) décrite dans le chapitre précédent sont utilisées pour cette analyse. Le volume de données représente 109 pb^{-1} enregistré pendant une période allant d'Avril à Septembre 2003. Les données collectées par le détecteur avant cette période ne peuvent être exploitées de manière efficace pour la recherche de nouvelle physique dans cette topologie. L'absence de déclenchement adéquat en est la cause. Les données collectées pendant la période allant de fin Novembre 2003 à Juin 2004 ne sont pas incluses non plus pour des raisons de non-disponibilité.

L'ensemble des données du détecteur sont reconstruites par les algorithmes de l'expérience. La totalité des événements disponibles s'élève à environ 7 millions. Ce lot de données contient également des événements n'ayant déclenché que la condition de niveau 1 (CJT(3,5)). Un programme est ensuite utilisé pour produire des listes d'ob-

jets physiques remplissant les critères de sélection et d'identification mentionnés au chapitre 2. Les échelles d'énergie respectives de ces objets sont aussi appliquées. Les jets considérés dans cette analyse sont reconstruits avec l'algorithme de cône du Run II en prenant un rayon de 0,5.

5.2.1 Traitement de la \cancel{E}_T et des jets

Étant donné que la détermination correcte de l'énergie transverse manquante est un aspect essentiel de cette analyse, la correction d'échelle d'énergie des jets et donc celle de la \cancel{E}_T , requiert quelques précautions [128].

La \cancel{E}_T et les jets sont reconstruits avec les algorithmes décrits dans le chapitre 2. Les critères de sélection des bons jets sont identiques, à part la coupure supérieure sur la fraction d'énergie électromagnétique (EMF) qui n'est pas appliquée. La correction d'échelle d'énergie n'est alors appliquée qu'aux jets ayant une $EMF < 0,95$. De cette façon, les jets dont les gerbes sont presque uniquement électromagnétiques, ne sont pas corrigés de l'échelle d'énergie. La même procédure s'applique aux jets dont la distance $\Delta\mathcal{R}$ avec un objet électromagnétique est inférieure à 0,5. Les critères de sélection de ces objets électromagnétiques sont moins sévères que ceux appliqués par défaut : la coupure sur la H_{matrix} est de 10000 au lieu de 20. La correction d'échelle d'énergie des jets est ensuite répercutée sur la valeur de la \cancel{E}_T de l'événement.

Cette procédure permet d'éviter une surestimation de l'énergie des jets ayant une grande fraction électromagnétique qui se traduirait par une source de fausse \cancel{E}_T .

5.2.2 Procédure de présélection

Le lot de données initial est séparé en deux sous-lots, un pour chaque condition de déclenchement : MHT30_3CJT5 et CJT(3,5). Le premier sera utilisé pour l'analyse et le second ne contient que des événements destinés à l'étude du bruit de fond QCD et à la mesure d'efficacités diverses.

5.2.2.1 Coupures considérés

Les deux sous-lots seront labellés sous-lot « jets acoplanaires » et sous-lot « QCD ». Les coupures de présélection pour le premier sous-lot sont les suivantes :

Le Sous-lot « jets acoplanaires » :

- Déclenchement MHT30_3CJT5
- $MHT > 40 \text{ GeV}$
- Au moins deux jets dans l'état final
- $p_{T1} > 40 \text{ GeV}/c$
- $|\eta_{det1}| < 1,5$
- $\Delta\Phi < 165^\circ$

Seuls les jets remplissant les critères de sélection des bons jets sont considérés dans l'ensemble de l'analyse. Il en sera indiqué autrement si nécessaire. Les variables de présélection sont alors calculées à partir de ces jets.

La variable MHT correspond à l'énergie transverse manquante de l'événement calculée à partir des jets. Sa valeur est égale au module de la somme vectorielle des jets. Les variables p_{T1} et η_{det1} sont l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité du jet le plus énergétique de l'événement. L'angle $\Delta\Phi$ est l'acoplanarité de l'événement, soit l'angle azimutal entre les deux jets les plus énergétiques de l'événement.

Ces coupures permettent de réduire le lot initial d'un ordre de grandeur en rejetant une grande partie du bruit de fond QCD (décrit au paragraphe 5.4.1). La coupure sur la variable MHT permet d'éviter une région où le déclenchement est moins efficace (voir chapitre 4, paragraphe 4.3.4.2).

Les coupures du sous-lot « QCD » sont les suivantes :

- Déclenchement CJT(3,5)
- Au moins deux jets dans l'état final
- $p_{T1} > 40 \text{ GeV}/c$

5.2.2.2 Données utilisées

Les données utilisées pour l'analyse représentent un sous ensemble du lot « jets acoplanaires » après avoir imposé des critères de « propreté ». Certains de ces critères s'appliquent sur les données d'un Run entier et d'autres événement par événement.

Conditions de prise de données

Seules les données prises dans de bonnes conditions sont conservées pour cette analyse. Dans le cas où un sous détecteur ne fonctionne pas correctement ou est absent de la prise de données, le Run en question est indiqué comme mauvais dans une base de données spécifiquement conçue à cette fin. Les Runs qualifiés de mauvais pour l'un des sous-détecteur, SMT, CFT, Calorimètre ou système à Muons, sont rejetés du lot de données [130].

Conditions du calorimètre

Le fonctionnement du calorimètre est surveillé en permanence par un programme appelé `dq_calor` [131]. Celui-ci permet de détecter les problèmes liés au bruit au niveau des cellules mais est aussi sensible à l'état de l'électronique du calorimètre. Un Run est déclaré mauvais si l'une des conditions suivantes est remplie :

- plus de 10% des événements sont mauvais : un événement est mauvais si par exemple l'énergie moyenne des cellules ou bien l'écart-type de cette énergie sont en dehors d'intervalles prédéfinis.

Les cellules ayant un signal anormalement élevé sont appelées « cellules chaudes ». Elles peuvent avoir pour origine des problèmes dans le détecteur comme un mauvais fonctionnement de l'électronique ou la contamination de l'argon liquide.

- le nombre de cartes électroniques BLS (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.1.2) sans signal est supérieur à une limite donnée ou bien l'énergie moyenne des cellules est en dehors d'un intervalle choisi.

De la même manière que pour les cellules individuelles, les tours peuvent être chaudes. Quatre tours sont associées à une carte BLS.

Les cellules ou tours chaudes peuvent avoir une énergie très élevée de plusieurs dizaines de GeV auquel cas, la chaîne de lecture correspondante est immédiatement éteinte. Dans le cas d'une cellule ayant une $\langle E_T \rangle$ de l'ordre de 2 GeV, un programme hors-ligne peut être utilisé pour retirer ce genre de cellule avant la reconstruction des objets du calorimètre [132].

Les Runs déclarés mauvais ne sont pas inclus dans le lot final.

Mauvais Runs du point de vue de \cancel{E}_T

Une liste de mauvais Runs est établie en prenant les critères de sélection suivants [129] :

- l'ensemble des châssis d'électronique servant à la lecture du calorimètre doivent être lus et plus de 1000 événements doivent être enregistrés.
- la variable $\sqrt{\langle \cancel{E}_{T_x} \rangle^2 + \langle \cancel{E}_{T_y} \rangle^2}$ ne doit pas dépasser une valeur de 4 GeV sur la totalité du Run. Elle doit également rester inférieure à 6 GeV sur les 1000 premiers événements.
- la valeur moyenne de $\sqrt{\sigma(\cancel{E}_{T_x})^2 + \sigma(\cancel{E}_{T_y})^2}$ ne doit pas être au-dessus de 16 GeV sur l'ensemble du Run et 18 GeV sur les 1000 premiers événements.
- la moyenne de la variable $SET = \sum E_T(\text{cellules})$ doit être au-dessus de 80 GeV pour un Run et 70 GeV sur les 1000 premiers événements.
- la distribution azimutale des jets doit être raisonnablement uniforme.

Les dérives de l'énergie transverse manquante, de l'écart-type et de SET en fonction du numéro de Run sont montrées sur la figure 5.1. Ces critères permettent de rendre compte de l'effet global sur un Run du bruit dans le calorimètre, des problèmes techniques ainsi que des tours ou cellules chaudes.

Ces critères de sélection rejettent 12% des données.

Mauvais blocs de luminosité

La luminosité est déterminée comme expliqué dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.3). Un mauvais bloc de luminosité correspond à un intervalle de temps relativement court (environ une minute) pendant lequel un problème est survenu avec le système d'acquisition de l'expérience. Les événements appartenant à ce bloc sont retirés du lot final.

Résumé

A ce stade, la totalité des données représente 85 pb^{-1} pour la recherche de leptosquarks. Le tableau 5.1 montre l'évolution de la fraction (en %) des événements restant après l'application des critères de propriété énoncés au-dessus.

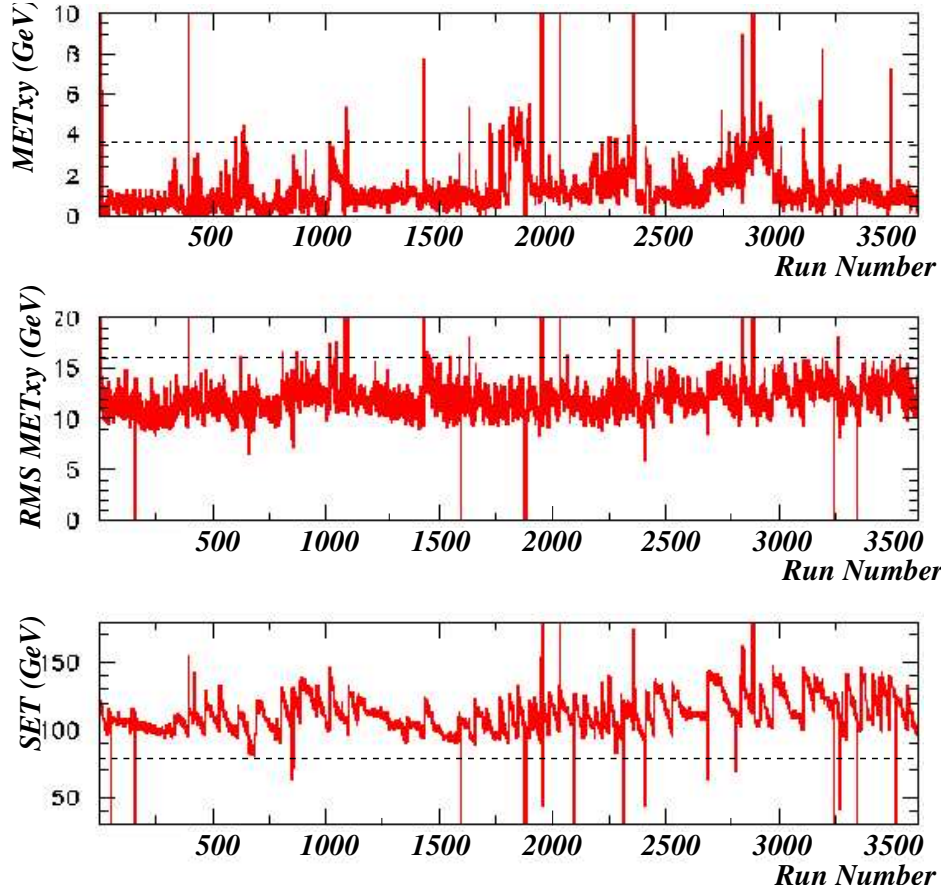


FIG. 5.1 – Énergie transverse manquante (haut), écart-type moyen (milieu) et énergie scalaire transverse totale (bas) en fonction du numéro de Run. Les lignes en pointillés indiquent les critères de définition des bons Runs (voir texte).

Critère	Fraction Restante
Système à muons ok	97,5%
SMT ok	96,0%
CFT ok	96,0%
Calorimètre ok	95,3%
Pas de mauvais Runs pour \cancel{E}_T	83,8%
dq_calor	82,0%
Pas de mauvais blocs de luminosité	78,0%

TAB. 5.1 – Évolution de la fraction d'événements restant après l'application de chaque critère de propreté.

5.2.3 Problèmes et bruit dans le calorimètre

Le calorimètre est sujet au bruit provenant de différentes sources. Certaines de ces sources ont été identifiées et leurs effets sur les performances du calorimètre étudiés. Il existe des sources internes généralement liées à l'électronique du calorimètre et externes venant d'autres appareils de mesure par exemple.

Certains problèmes d'ordre technique peuvent aussi subvenir, comme un mauvais fonctionnement de l'électronique de lecture par exemple. Ces derniers apparaissent plus rarement que le bruit mais les conséquences dans les deux cas se traduisent par la création de E_T dans l'état final. Un moyen d'éliminer les événements affectés par ces effets est d'utiliser le programme `cal_event_quality` [133]. Ce programme permet de repérer les problèmes suivants :

- Châssis de lecture vide de signal :

Certains châssis peuvent rencontrer certains problèmes de lecture au niveau des ADC auquel cas le système d'acquisition ignore ces données. Ces événements n'étant pas éliminés au niveau 3 peuvent alors échouer dans les données. Ce programme se débarrasse de ces événements par la suite.

- Bruit « cohérent » :

Le bruit dit « cohérent » correspond à un ensemble de cellules couvrant un grand domaine dont les signaux en coups d'ADC sont très voisins. Des zones de faibles ou hauts signaux apparaissent dans le calorimètre contribuant à l'énergie transverse manquante. Ces sauts de coups d'ADC sont dus aux variations des piédestaux de ces canaux. Cet effet touche toutes les régions du calorimètre.

La source de ce bruit est encore mal identifiée mais son étude permet de définir des critères basés sur les taux d'occupation des ADC. Ces critères sont utilisés pour s'en affranchir.

- Bruit « Ring of Fire » :

Ces événements sont affectés d'un bruit particulier lié à la structure interne du calorimètre. Les générateurs de haute tension des bouchons sont à certains endroits du calorimètre connectés à des anneaux conducteurs à partir desquels viennent s'alimenter les cellules. Ces anneaux métalliques jouent le rôle d'antennes captant le bruit ambiant. Ce bruit affecte la totalité des cellules connectées.

Ce bruit de source externe est identifiable par un anneau de cellules ayant un signal au dessus de la suppression de zéro. Il est généralement de haute fréquence mais affecte l'ensemble des événements dans une période donnée. Le bloc de luminosité affecté doit alors être éliminé.

Dans le but d'estimer l'inefficacité introduite par cet outil de nettoyage, un lot de données enregistré avec un déclenchement aléatoire est utilisé. Ce lot de données sera appelé lot de « biais zéro » par la suite. Les critères de sélection de ce programme éliminent 2,3% des événements [128]. Ce chiffre sera appliqué aux fichiers de simulation du signal et du bruit de fond.

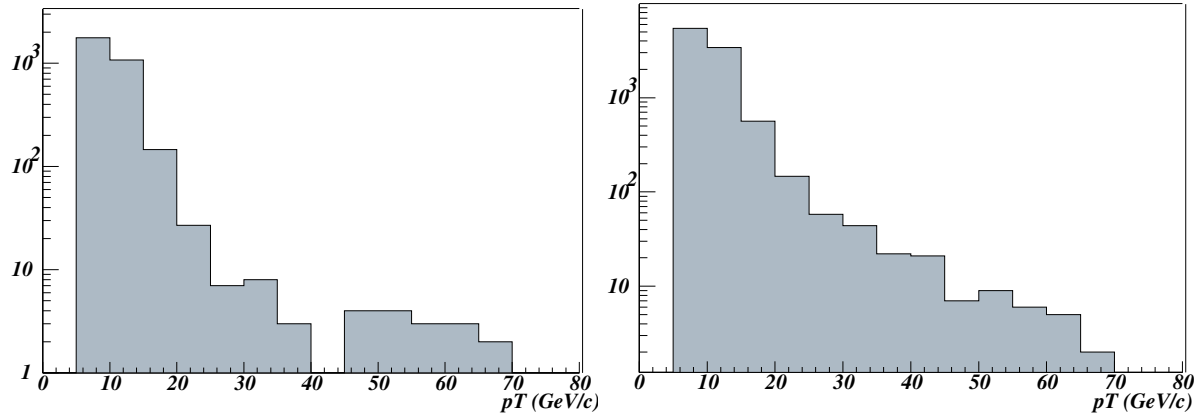


FIG. 5.2 – Distribution de l’impulsion transverse des mauvais jets dans un lot d’événements de biais zéro (gauche) et d’événements dijet QCD (droite).

5.2.4 Les mauvais jets

Un mauvais jet est un jet n’ayant pas rempli l’une des conditions imposées par les critères de sélection qui définissent les bons jets. Certains d’entre eux peuvent être issus du bruit, auquel cas ils affectent la \cancel{E}_T finale. D’autres peuvent tout simplement être de vrais jets affectant également la \cancel{E}_T car ils ne sont pas corrigés de l’échelle d’énergie. Les événements contenant des mauvais jets de plus de 15 GeV en p_T sont éliminés.

L’inefficacité introduite par l’application de cette coupure est calculée avec un lot de données identique à celui employé précédemment (lot de biais zéro). Le nombre d’événements ne passant pas ce critère représente 0,5% du total. Ce chiffre est de 1,1% si un lot d’événements dijet QCD est utilisé. Ce lot est constitué à partir du lot « QCD », en demandant à avoir exactement deux jets dans chaque événement, de directions opposés dans le plan transverse avec une tolérance de $\pm 15^\circ$. L’un des deux jets doit être confirmé (voir définition ci-après). La topologie de ces événements implique que la présence de tout mauvais jet supplémentaire est due au bruit. Les distributions de l’impulsion des jets pour les 2 lots utilisés sont montrées sur la figure 5.2.

L’augmentation du nombre d’événements éliminés dans le lot dijet QCD en comparaison du lot de biais zéro, peut être interprétée comme la présence de plus d’activité dans le calorimètre. Le lot dijet QCD contient au moins deux jets, ce qui n’est pas le cas de la plupart des événements de biais zéro. Ceci penche en faveur d’une dépendance de la proportion de mauvais jet en fonction de la topologie de l’événement. Il y a en effet une dépendance en fonction de H_T mais celle-ci reste très faible (Une variation de l’ordre de 2% en relatif dans un intervalle allant de 50 GeV à 350 GeV).

5.2.5 Distributions après nettoyage

Des critères de nettoyage sont appliqués sur l’ensemble des données collectées. Ces critères sont décrits dans les paragraphes précédents.

- Aucun mauvais Run.
- Aucun problème dans le calorimètre.

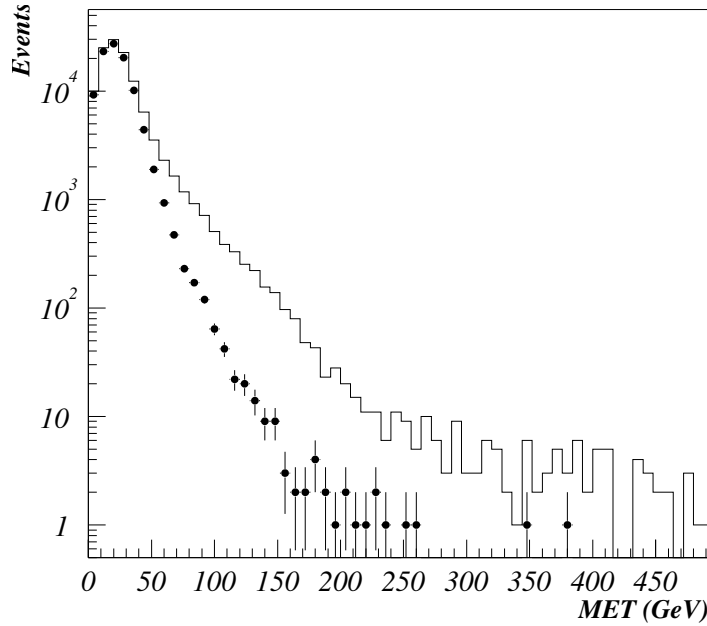


FIG. 5.3 – Distribution de \cancel{E}_T avant (trait plein) et après la procédure de nettoyage (points avec les barres d'erreurs).

- Aucun mauvais jet avec $p_T > 15$ GeV.

Les distributions de \cancel{E}_T et des variables de présélection utilisées pour créer le lot « jets acoplanaires » sont montrées dans ce qui suit.

La \cancel{E}_T et MHT

Les distributions de l'énergie transverse manquante avant et après la procédure de nettoyage sont montrées sur la figure 5.3. On constate une diminution très nette du nombre d'événements avec une \cancel{E}_T importante. La distribution de la variable MHT est montrée pour les événements après nettoyage seulement sur la figure 5.4.

Les jets

Les distributions de p_{T1} et η_{det1} sont représentées par la figure 5.5 après nettoyage et application de la coupure sur MHT à 40 GeV. L'acoplanarité est sur la figure 5.6 après les coupures sur MHT et le jet le plus énergétique. Cette dernière coupure réduit de manière significative la proportion d'événements dijet dos à dos constituant l'essentiel du bruit de fond QCD.

5.2.6 La position du vertex et confirmation des jets

Les coupures de présélection ainsi que les critères de nettoyage ne sont pas suffisants pour s'affranchir du bruit de fond venant des processus QCD. Une partie de ce bruit de fond est due à un mauvais choix de vertex de l'événement. Les muons cosmiques peuvent

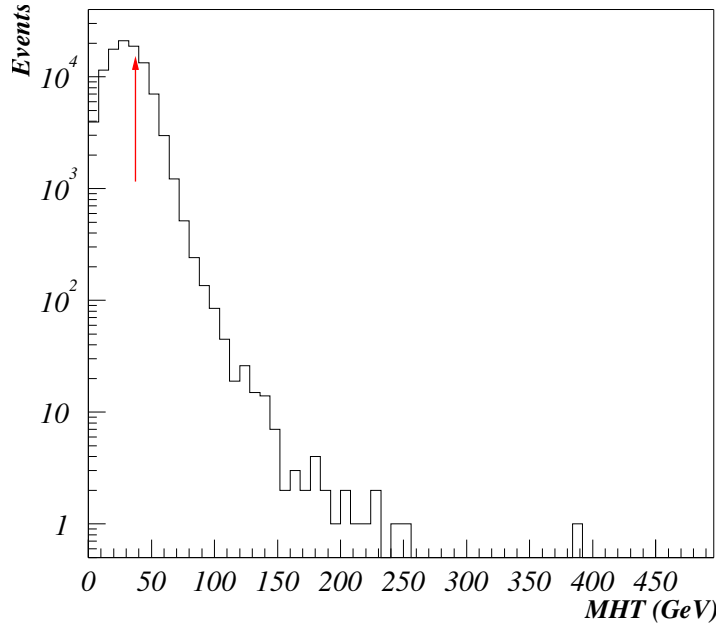


FIG. 5.4 – Distribution de MHT pour l'ensemble des événements, après nettoyage des données. La coupure de présélection est indiquée par une flèche (rouge).

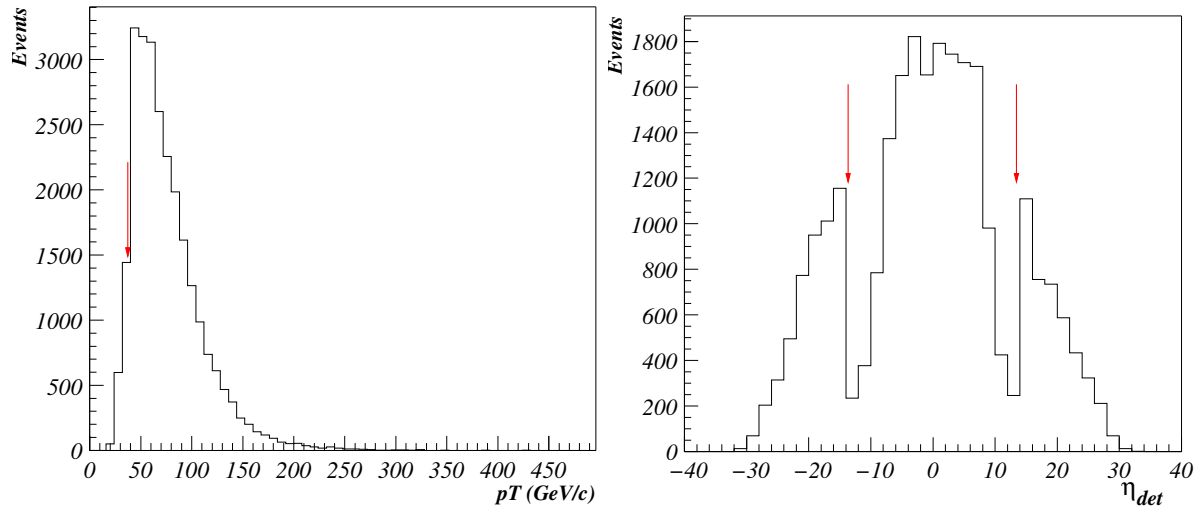


FIG. 5.5 – Distribution de l'impulsion transverse du jet le plus énergétique (gauche) et sa pseudo-rapidité par rapport au centre du détecteur (droite) après la coupure $MHT > 40$ GeV. Les coupures de présélection sont indiquées par des flèches (rouge).

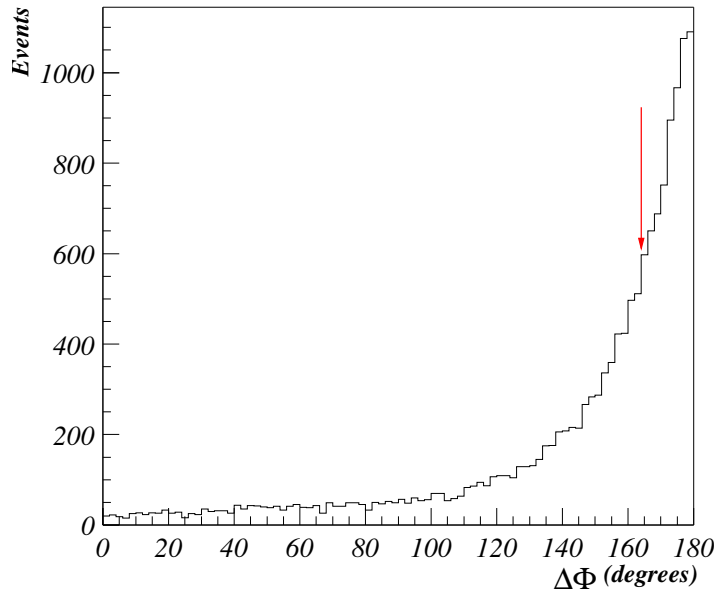


FIG. 5.6 – Distribution de l’acoplanarité après les coupures $M_{HT} > 40$ GeV, $p_{T1} > 40$ GeV et $|\eta_{det}| < 1,5$. La coupure de présélection est indiquée par la flèche (rouge).

aussi provoquer des gerbes dans le calorimètre. Ces gerbes peuvent être associées au vertex d’un événement de biais minimum (interaction $p\bar{p}$ à bas p_T), passant ainsi la condition de déclenchement.

Les performances des détecteurs de traces permettent d’éliminer un nombre important de ces événements. Certaines restrictions peuvent être imposées sur la position du vertex et sur le nombre de traces chargées associées aux jets pour s’assurer d’une interprétation correcte des données.

5.2.6.1 Le vertex de l’événement

La couverture de la zone lumineuse par les détecteurs de traces, diminue au fur et à mesure que l’on s’éloigne du centre le long de l’axe z . L’efficacité de reconstruction du vertex diminue à partir de $|z| > 40$ cm (voir chapitre 2, paragraphe 1.2.5.2) due à l’acceptance du SMT. L’efficacité reste acceptable pour cette analyse jusqu’à $|z| < 60$ cm. La figure 5.7 montre la position du vertex suivant l’axe z pour les événements du lot « QCD » après nettoyage. Cette coupure retire 3,9% du lot initial [128].

5.2.6.2 La fraction chargée des jets

La fraction chargée d’un jet permet de comparer son impulsion transverse telle qu’elle est mesurée par le calorimètre et celle obtenue par l’information du détecteur de trace. Elle est notée CHAF et est définie comme suit :

$$\text{CHAF} = \frac{\sum p_T(\text{traces associées au jet})}{p_T(\text{calorimètre})} \quad (5.1)$$

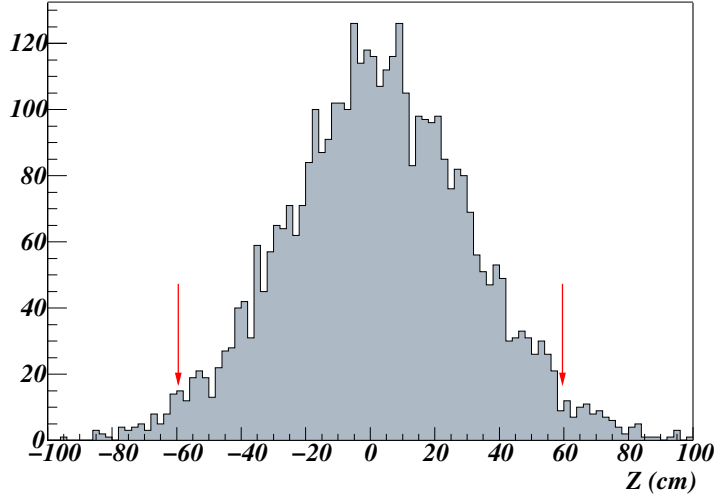


FIG. 5.7 – Position en z du vertex primaire pour des événements dijet dos à dos. Les coupures sont indiquées par des flèches (rouge).

Une trace est considérée comme associée à un jet si la distance $\Delta\mathcal{R}$ entre la trace et une cellule appartenant au jet est inférieure à 0,15. Seules les traces remplissant les conditions suivantes sont utilisées dans le calcul de la CHAF :

- le nombre de coups dans le CFT $N_{CFT} \geq 8$;
Le CFT est constitué de 16 couches, un nombre de coups supérieur à 8 permet une meilleure reconstruction de la trace.
- $|R_{DCA}| < 2$ cm et $|Z_{DCA}| < 5$ cm.
– $|R_{DCA}|$ est la distance en r (dans le plan transverse) entre le vertex primaire et la trace.
- $|Z_{DCA}|$ est la distance suivant l'axe z entre le vertex primaire et la trace.

Les coupures sur R_{DCA} et Z_{DCA} permettent de s'assurer que la trace est issue du vertex primaire de l'interaction.

Dans le cas d'un mauvais choix de vertex, peu de traces associées au jet ont un Z_{DCA} inférieur à 5 cm. La valeur de CHAF est dans ce cas très faible voire nulle. C'est aussi le cas pour un faux jet reconstruit dans le calorimètre. La distribution du Z_{DCA} des traces associées à un jet se trouvant dans $|\eta_{det}| < 1$ pour le lot QCD est montrée sur la figure 5.8. La distribution de CHAF se trouve sur la figure 5.9.

Un jet avec une fraction chargée au-delà de 5% est considéré comme confirmé par les traces. Cette coupure peut aussi être interprétée comme une confirmation de la position du vertex étant donné que des critères sont imposés sur la distance trace-vertex.

On s'attend à retrouver peu de ces événements dans les lots de données simulées pour le signal par exemple. Une inefficacité associée à cette procédure de confirmation par les traces est donc déterminée. Le lot d'événements QCD nettoyé est utilisé en demandant en plus que les 2 jets soient centraux ($|\eta_{det}| < 1$). À partir des fractions d'événements ayant zéro, un ou deux jet(s) confirmé(s) on en déduit que le vertex est correctement choisi dans 99% des cas et que l'efficacité de confirmation des jets par

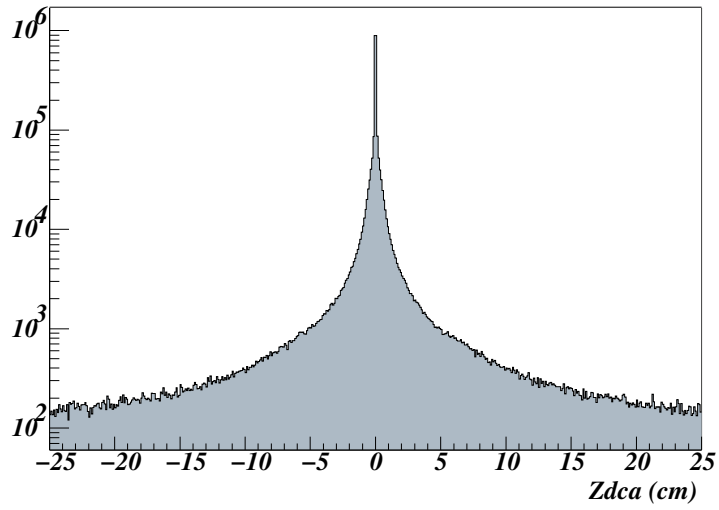


FIG. 5.8 – Distribution du Z_{DCA} des traces associées à un jet se trouvant dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_{det}| < 1$).

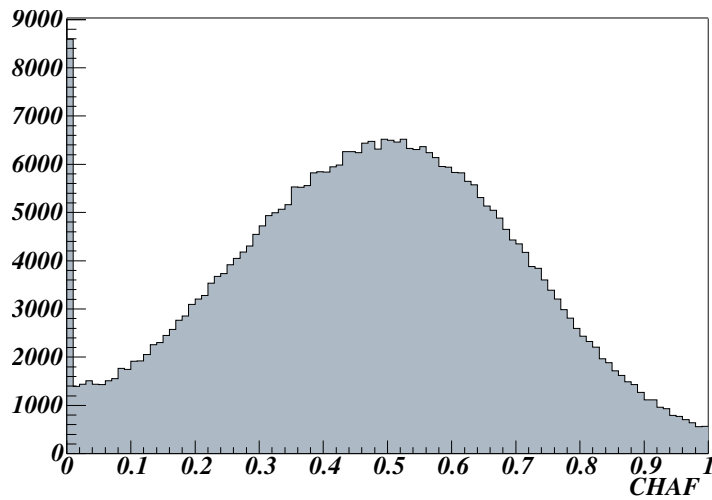


FIG. 5.9 – Fraction chargée des jets se trouvant dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_{det}| < 1$).

les traces est de 98%. Ces efficacités ne dependent pas du p_T des jets dans la région considérée pour cette analyse.

5.2.7 Résumé

Le lot d'événements utilisable pour l'analyse est constitué d'un total de 38826 événements. Les coupures ainsi que le nombre d'événements restant après chacune d'entre elles sont présentés dans le tableau 5.2.

Présélection des données	
Lot de départ $\simeq 7$ millions d'événements	
Coupe	Événements
lot « jets acoplanaires » Déclenchement MHT30_3CJT5 et coupures de présélection et aucun mauvais Run	378023
Aucun événement mauvais identifié par <code>cal_event_quality</code>	332791
Aucun mauvais jets avec $p_T > 15$ GeV	241542
Position du vertex $ z < 60$ cm	228952
$\cancel{E}_T > 40$ GeV	72558
Impulsion transverse du second jet le plus énergétique : $p_{T2} > 30$ GeV	38826

TAB. 5.2 – Tableau résumant la totalité des coupures de présélections.

Les deux dernières coupures sur \cancel{E}_T et l'impulsion transverse du deuxième jet (p_{T2}) sont ajoutées pour réduire la taille du lot de données pour l'analyse. L'ensemble des coupures du tableau 5.2 a une efficacité de 40% sur un signal de leptoquarks avec $M_{LQ} = 115$ GeV/ c^2 .

Ce lot de données sera appelé « lot jets acoplanaires nettoyé ». Aucune coupure sur la fraction chargée des jets n'est appliquée pour la création de ce lot.

5.3 Le signal

Les différents modèles impliquant l'existence de leptoquarks ainsi que la phénoménologie de ces particules sont détaillés dans le premier chapitre de ce manuscrit. Les leptoquarks sont produits par paire au TeVatron principalement par annihilation de paires quark-antiquark. Les leptoquarks dont le rapport d'embranchement $BR(LQ \rightarrow q\nu)$ est de 100%, donnent un état final composé de deux jets et d'énergie transverse manquante.

5.3.1 La production

Les processus $q\bar{q}$ ou $gg \rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ sont simulés par le programme PYTHIA 6.202 [134]. Les leptiquarks considérés sont scalaires.

Les densités partoniques des protons et antiprotons intervenant dans la collision sont paramétrées par des fonctions regroupées dans un utilitaire appelé CTEQ (voir chapitre 1 paragraphe 3.2.2). La version CTEQ5L est utilisée pour la génération des événements de signal avec PYTHIA.

Des masses de leptiquarks allant de $80 \text{ GeV}/c^2$ à $140 \text{ GeV}/c^2$ par pas de $5 \text{ GeV}/c^2$ sont considérées pour cette analyse. Pour chacune de ces masses 10000 événements ont été générés.

Les lots de signal sont ensuite traités par le programme de simulation du détecteur et le programme de reconstruction comme décrit dans le chapitre 2 (paragraphe 1.2.4). Une fraction moyenne de 0,8 événements de biais minimum sont ajoutés.

Les sections efficaces du processus sont obtenues à l'ordre supérieur de celui des arbres (NLO) par un programme utilisant les fonctions données par CTEQ6.1 (voir chapitre 1 paragraphe 3.2.2). Le tableau 5.3 donne les valeurs des sections efficaces en fonction de la masse des leptiquarks. Les valeurs sont aussi données pour deux autres échelles de renormalisation μ_o .

Sections efficaces des leptiquarks scalaires			
$M_{LQ} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	Section efficace (pb)		
	$\mu_o = M_{LQ}$	$\mu_o = 2M_{LQ}$	$\mu_o = M_{LQ}/2$
80	52,4	44,1	60,1
85	37,9	31,9	43,4
90	27,9	23,6	31,7
95	20,8	17,7	23,6
100	15,8	13,4	17,9
105	12,0	10,3	13,6
110	9,31	7,98	10,4
115	7,29	6,25	8,17
120	5,73	5,94	6,40
125	4,56	3,94	5,07
130	3,65	3,16	4,05
135	2,94	2,55	3,26
140	2,38	2,07	2,63

TAB. 5.3 – Section efficaces de production de leptiquarks scalaires avec CTEQ6.1 pour différentes échelles de renormalisation μ_o .

La variation de ces valeurs de la section efficace pour différentes échelles de renormalisation sera considérée pour le résultat final. Aucune autre erreur liée au calcul théorique de ces sections efficaces ne sera prise en compte.

5.3.2 Les propriétés du signal

Les distributions des jets et de \cancel{E}_T sont montrées sur les figures 5.10, 5.11 et 5.12 pour un signal de leptoquark de masse $115 \text{ GeV}/c^2$. La distribution de l'acoplanarité, calculée à partir des deux jets les plus énergiques, est aussi montrée sur la figure 5.12. On constate que les deux jets les plus énergiques se trouvent dans la région centrale du détecteur et sont acoplanaires dans le plan transverse. Leurs impulsions transverses moyennes sont de $85 \text{ GeV}/c$ et $50 \text{ GeV}/c$ et l'énergie transverse manquante moyenne est de 70 GeV .

Dans le but de prendre en compte les différences de résolution du calorimètre entre les données réelles et simulées, les distributions des impulsions transverses des jets, pour les événements simulés, sont convoluées par une gaussienne.

On ajoute à l'impulsion transverse du jet, que l'on note p_T , la valeur δp_T tirée aléatoirement dans une distribution gaussienne centrée sur 0 dont la largeur σ_A est définie comme suit :

$$\begin{aligned}\sigma_{data} &= p_T \times \sqrt{\frac{N_{data}^2}{p_T^2} + \frac{S_{data}}{p_T} + C_{data}^2} \\ \sigma_{mc} &= p_T \times \sqrt{\frac{N_{mc}^2}{p_T^2} + \frac{S_{mc}}{p_T} + C_{mc}^2} \\ \text{donc} \\ \sigma_A &= \sqrt{\sigma_{data}^2 - \sigma_{mc}^2}\end{aligned}\tag{5.2}$$

où l'indice mc signifie qu'il s'agit d'une quantité mesurée dans les données simulées.

La largeur de la gaussienne est donc déterminée en comparant les résolutions sur l'impulsion transverse des jets dans les données réelles et simulées. La forme de la distribution de la résolution en fonction de l'énergie transverse du jet, montrés dans le chapitre 2 (paragraphe 2.1.2), est différente entre les données réelles et simulées. Ce processus dit de « smearing » permet de s'affranchir de ces différences et donc de disposer d'une simulation qui reproduit les conditions réelles de prises de données au niveau du calorimètre (du moins en ce qui concerne la distribution en p_T des jets). La modification de l'impulsion transverse des jets de l'événement se répercute sur la valeur de \cancel{E}_T .

5.4 Les bruits de fond

On distingue deux types de bruit de fond dans cette analyse, le bruit de fond dit « QCD » et les fonds physiques. Ces deux types de bruits de fond vont être présentés dans ce qui suit.

5.4.1 Bruit de fond QCD

Le bruit de fond dit QCD, dans cette analyse, correspond à l'ensemble des processus produisant uniquement des jets dans l'état final au moyen de l'interaction forte (décrite par QCD). Celui ayant la plus grande section efficace est la production $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ (de l'ordre du mb). La production multijet est elle aussi importante mais naturellement

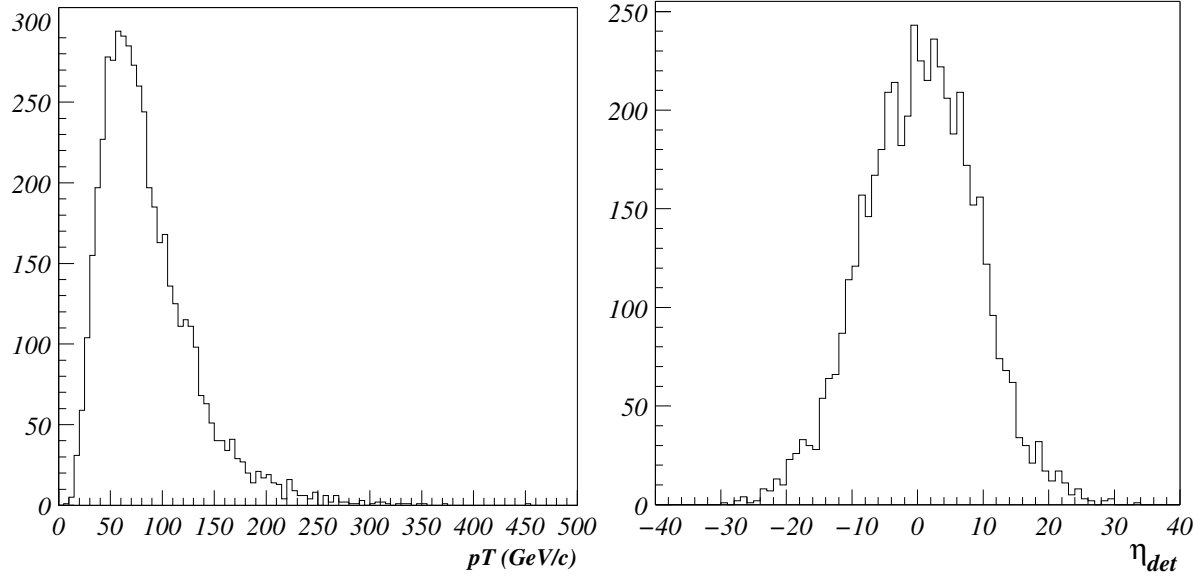


FIG. 5.10 – Distribution du p_T (gauche) et η (droite) du jet le plus énergétique.

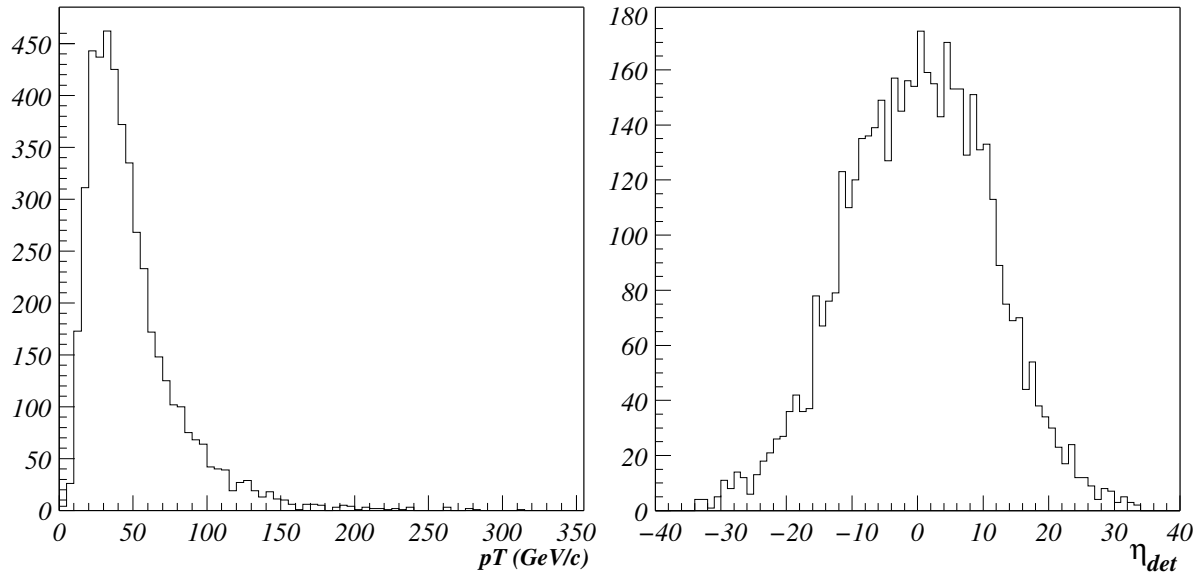


FIG. 5.11 – Distribution du p_T (gauche) et η (droite) du second jet le plus énergétique.

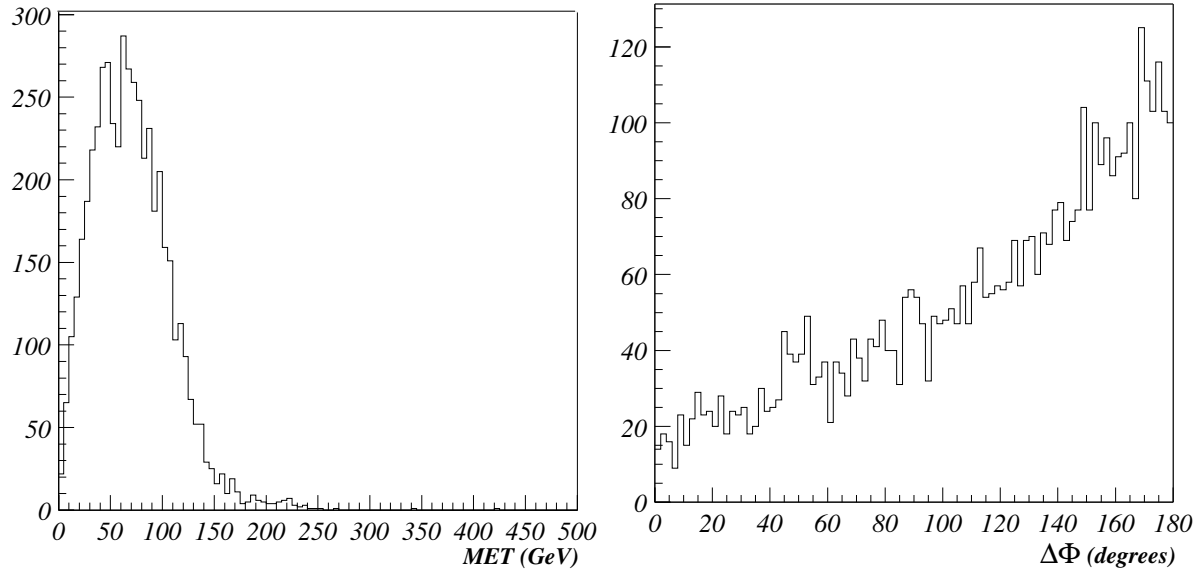


FIG. 5.12 – Distribution de \cancel{E}_T (gauche) et de l'acoplanarité de l'événement (droite).

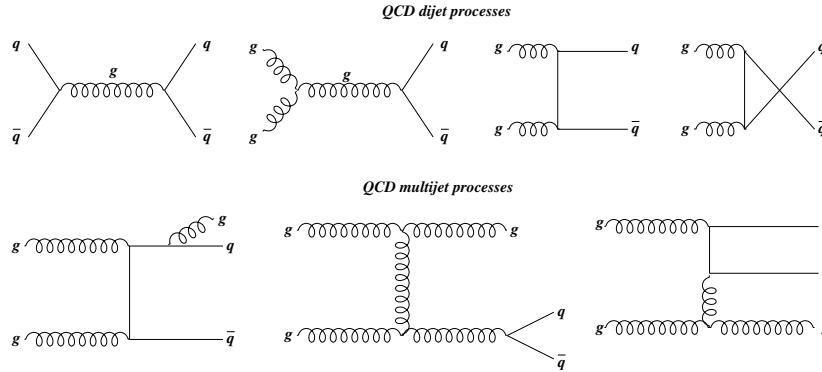


FIG. 5.13 – Exemples de processus qualifiant comme bruit de fond QCD.

produite en plus faible quantité. Quelques exemples de processus sont schématisés sur la figure 5.13.

Malgré leurs topologies différentes de celle du signal, leur contribution est due à la mauvaise mesure de l'énergie des jets produisant ainsi de la \cancel{E}_T . Le bruit de fond QCD n'est pas simulé mais directement évalué à partir des données.

5.4.2 Bruits de fond physiques

Les bruits de fond physiques correspondent à l'ensemble des processus possibles dans le Modèle Standard susceptibles de présenter la même topologie que le signal. Sont aussi pris en compte les processus pouvant être faussement identifiés comme présentant un état final à jets et \cancel{E}_T . Les bruits de fond principaux consistent en la production de

boson W ou Z avec un ou deux jets additionnels provenant de la radiation de gluons dans l'état initial.

Les bruits de fond peuvent être classés en trois catégories :

- Processus présentant une topologie à jets et \cancel{E}_T :
 - $Z + 2 \text{ jets} \rightarrow \nu\bar{\nu} + 2 \text{ jets}$, les deux neutrinos ne sont pas détectés et sont responsables de l'énergie transverse manquante. La topologie de l'état final tel qu'il est « vu » par le calorimètre est identique à celle du signal, il s'agit d'un bruit de fond irréductible.
 - $W + \text{jet(s)} \rightarrow \nu\tau + \text{jet(s)}$, avec le lepton se désintégrant hadroniquement $\tau \rightarrow \nu + \text{jet}$.
- Processus avec des leptons chargés non détectés :
 - $Z + 2 \text{ jets} \rightarrow \mu\mu + 2 \text{ jets}$. Nous avons vu au chapitre 2 (paragraphe 2.2.1.3) que le muon traverse le calorimètre en y déposant très peu d'énergie. Du point de vue du calorimètre, la topologie est donc identique à celle du signal. Les muons sont détectés en dehors du calorimètre mais certaines régions, comme celle se trouvant en dessous du détecteur, sont très peu instrumentées.
 - $W + 2 \text{ jets} \rightarrow l^\pm \nu + 2 \text{ jets}$ où le l est un lepton quelconque. Il est quand même très rare de ne pas détecter un électron mais le cas peut se présenter si celui-ci pénètre dans une région moins bien instrumentée du calorimètre comme la région ICD (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.1.2). Le cas où le lepton est un muon est décrit juste au-dessus et il est également possible d'avoir $\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\mu$.
 - $Z + \text{jet} \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$ avec un lepton τ se désintégrant en jet + ν et l'autre se désintégrant leptoniquement.
- Processus avec des électrons faussement identifiés comme jets :

Il peut arriver des cas où l'électron est confondu avec un jet dans le calorimètre car tout deux se présentent sous forme de gerbes de particules. La fraction hadronique d'une gerbe provenant d'un électron peut être artificiellement augmentée si cet électron traverse un « crack » (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.1.2).

 - $W + \text{jet} \rightarrow e\nu + \text{jet}$.
 - $W + \text{jet} \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$ avec le lepton tau se désintégrant leptoniquement $\tau \rightarrow e\nu_\tau\nu_e$.

5.4.2.1 Production

Les bruits de fond physiques sont simulés avec le programme **ALPGEN** [135] interfacé avec **PYTHIA**. Cette combinaison permet de simuler correctement les radiations dans l'état initial et final. L'hadronisation des jets est complètement gérée par le programme **PYTHIA**. Les densités partoniques utilisées sont soit CTEQ5L soit CTEQ6L pour la génération. Une fois générés les événements sont traités de la même manière que les événements de signal. Une fraction moyenne de 0,8 événements de biais minimum est aussi ajoutée. Le processus de smearing de l'impulsion transverse des jets décrit dans le paragraphe précédent (5.3.2) est aussi utilisé pour les lots de bruits de fond physiques simulés.

Le tableau 5.4 présente l'ensemble des bruits de fond physiques considérés pour cette analyse avec les sections efficaces correspondantes.

Processus	Section efficace (pb)	Événements générés
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jet}$	422	94500
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jetjet}$	144	43683
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$	732	49500
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jetjet}$	255	32224
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet}$	732	115000
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jetjet}$	255	188000
$W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	732	95750
$W \rightarrow e\nu + \text{jetjet}$	255	189500
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$	72	50000
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet}$	72	149500
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jetjet}$	26	188000

TAB. 5.4 – Bruits de fond physiques pour l’analyse.

Les différences au niveau de la génération de ces lots de bruits de fond sont les suivantes :

- les densités partoniques (CTEQ5L ou CTEQ6L).
- l’échelle de renormalisation.

Les sections efficaces données par le programme ALPGEN diffèrent d’un lot à un autre. Pour tenir compte de cet effet, une erreur systématique de 7,5% est assignée à la valeur du bruit de fond total.

5.4.2.2 Éviter le double comptage

Pour éviter de compter deux fois la contribution d’un type de bruit de fond, chaque lot d’événements simulés doit contenir son nombre exact de jets au niveau partonique. Sinon, un jet supplémentaire de radiation produit par PYTHIA dans un processus W+jet par exemple, viendrait contribuer au bruit de fond W+2 jets qui est par ailleurs explicitement simulé. Cette procédure n’a lieu de s’appliquer qu’aux bruits de fond W(Z)+jet (sauf $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$).

Les jets de particules peuvent être formés au niveau générateur, c’est à dire à partir de la liste de l’ensemble des particules présentes dans l’état final. Le nombre de jets de particules est alors comparé à la multiplicité en jet stipulée par le processus [136]. Si ces chiffres sont en désaccord, l’événement est retiré du lot. Dans le cas d’un processus impliquant des électrons ou des leptons tau, les jets de particules leur étant associés ne sont pas comptabilisés. Un jet de particules est considéré comme associé à un lepton si $\Delta\mathcal{R} < 0,5$ (entre la direction du jet et celle du lepton).

Les contributions des bruits de fond W(Z)+ N jets avec $N \geq 3$ sont prises en compte par la génération de processus W(Z)+ 2 jets avec N-2 jets en plus qui viendraient de la radiation de gluons.

5.5 Analyse des données

Les étapes de l'analyse des données sont présentées dans cette partie. La stratégie sera décrite en premier lieu avant de montrer les résultats de la sélection d'événements. Les résultats obtenus seront discutés en conclusion.

5.5.1 Stratégie

Cette analyse est une expérience de comptage qui a pour principe de déterminer une section efficace de production pour le signal qui soit compatible avec les observations. Les observations en question correspondent aux nombres d'événements observé dans les données après sélection (N), de bruits de fond attendu (b) et de signal prédit (s).

Dans le cadre de la recherche d'un phénomène nouveau N doit être comparé à b . Si le résultat de l'analyse est compatible avec la prédiction du Modèle Standard, on interprète l'expérience en terme d'exclusion ou de limite sur la section efficace du signal. Si un excès significatif, souvent exprimé en terme de déviations standard, est obtenu alors le résultat est interprété en terme de découverte.

Le but est donc de définir une analyse, ou un lot de coupures de sélection, qui permet d'obtenir une efficacité sur le signal la plus élevée possible tout en conservant un niveau de bruit de fond le plus bas. La recherche de variables discriminantes est nécessaire à l'augmentation de la sensibilité de l'analyse. Il est évident que plus le signal est isolé du bruit de fond, plus il est simple d'en conclure son existence ou non à partir des observations. Ceci implique que la modélisation des bruits de fond décrive bien les données.

Le calculateur de limites utilisé pour cette expérience est basé sur une méthode appelée CL_s [138] déjà employée au sein d'autres expériences de physique des hautes énergies. Cet outil permet de déterminer le nombre d'événements de signal (s_{lim}) pour lequel les observations ne sont plus compatibles avec le nombre d'événements attendus ($s + b$). La compatibilité est exprimée en terme d'intervalle de confiance à savoir que la valeur typique utilisée est de $CL_s = 5\%$. Le nombre s_{lim} correspond à une borne supérieure sur la section efficace de production du signal que l'on nomme section efficace exclue. L'exclusion d'une section efficace théorique est alors formulée avec un niveau de confiance de 95%, elle peut être interprétée en termes de limites sur la masse de la particule cherchée.

L'avantage de CL_s est de permettre de prendre en compte les corrélations des erreurs systématiques entre le signal et le bruit de fond. Le terme de limite est parfois employé dans le texte pour faire référence à la section efficace exclue.

Le point de fonctionnement de l'analyse est atteint après l'optimisation des coupures de sélection. Le calculateur CL_s peut aussi être employé à cette fin. Cette procédure sera décrite dans le paragraphe 5.5.6.

Réduction du bruit de fond QCD

La E_T associée aux processus QCD décrits précédemment ne provient que de la mauvaise mesure de l'énergie des jets. Celle-ci est donc en général plus faible que celle

provenant du signal ou même de certains bruits de fond physiques. Une coupure sur la \cancel{E}_T permet alors de réduire la contribution de ce bruit de fond de manière significative. Dans le cas d'événements multijet, la \cancel{E}_T est généralement alignée avec l'un des jets. L'angle entre la \cancel{E}_T et les jets est une autre variable pouvant être utilisée pour réduire ce bruit de fond.

L'impulsion transverse des jets plutôt faible vient s'ajouter aux variables utilisables.

Réduction des bruits de fond physiques

Les bruits de fond physiques sont des processus contenant des jets venant de la radiation de gluons dans l'état initial. Ces jets sont en général moins énergiques que les jets provenant de la désintégration d'un leptoquark de $120 \text{ GeV}/c^2$ par exemple. Une coupure sur le p_T de ces jets peut s'avérer être très utile.

Les leptons présents dans les états finals de la plupart de ces bruits de fond peuvent aussi être utilisés pour en réduire la contribution. Les veto sur ces objets réduisent très peu l'efficacité sur le signal.

5.5.2 Sélection des événements

Les coupures utilisées dans cette analyse sont présentées dans le tableau 5.5. Les chiffres indiquent le nombre d'événements restant après chaque coupure.

Coupures	Événements restant
Lot jets acoplanaires nettoyé	38826
C1 : Premier jet $p_T > 60 \text{ GeV}/c$	31520
C2 : Premier jet $\eta_{det} < 0.8$	20929
C3 : Second jet $p_T > 50 \text{ GeV}/c$	9284
C4 : Premier et Second Jet EMF < 0.95	9153
C5 : Premier ou Second jet CHAF > 0.05	7218
C6 : Pas d'objet électromagnétique avec $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	6994
C7 : Pas de muons isolés avec $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	6898
C8 : Pas de mauvais jets	5592
C9 : Nombre de jets = 2 ou 3	2244
C10 : $\cancel{E}_T > 60 \text{ GeV}$	277
C11 : $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}) \text{ minimum} > 30^\circ$	112
C12 : $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}) \text{ maximum} < 165^\circ$	86

TAB. 5.5 – Nombre d'événements observés dans les données après chaque coupure.

Les coupures cinématiques **C1**, **C2** et **C3** permettent de réduire les bruits de fond QCD et physiques. Dans la perspective d'éliminer les événements de fond ayant des électrons énergiques et isolés dans leur état final, les coupures **C4** et **C6** sont introduites. Le but du critère de sélection **C5** a été discuté dans le paragraphe 5.2.6.2. Un grand nombre d'événements issus des productions W(Z)+jets contiennent des muons

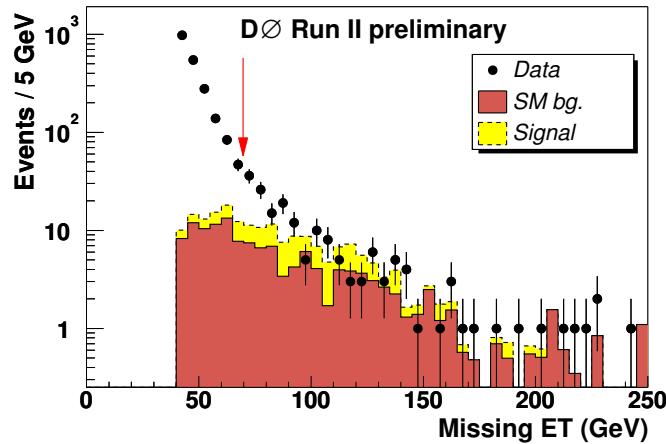


FIG. 5.14 – **C10** : Distribution de la \cancel{E}_T de l'événement dans les données (points avec les barres d'erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond (histogramme en pointillés (jaune)).

énergiques et isolés et sont alors éliminés par la coupure **C7**. Les coupures **C6** et **C7** seront décrites plus en détail ultérieurement. Le bruit de fond QCD peut contenir un nombre de jets important dans l'état final. Ces événements sont rejetés par les coupures **C8** et **C9**. Les coupures finales **C10**, **C11** et **C12** sont dédiées à l'élimination des événements QCD restant ayant une faible \cancel{E}_T mais aussi les cas où la \cancel{E}_T est alignée avec l'un des jets. La topologie des événements QCD a été discutée précédemment.

Les figures suivantes, ainsi que celles des paragraphes qui suivent (5.5.2.1 et 5.5.2.2), montrent l'effet des coupures de sélection sur les données, les bruits de fond physiques et le signal. Les flèches (rouges) indiquent les coupures choisies sur ces variables de sélection. Les distributions sont obtenues après l'application de l'ensemble des coupures se trouvant en amont de celle présentée.

Les figures 5.14 et 5.15 montrent l'effet des coupures finales de l'analyse : **C10**, **C11** et **C12**. Sur la figure 5.14, la région des faibles \cancel{E}_T qui n'est pas identifiée comme du bruit de fond physique, correspond au bruit de fond QCD. La contribution du bruit de fond QCD est aussi visible dans la région à petits angles de la distribution de l'angle $\Delta\Phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})}$ minimum sur la figure 5.15. En ce qui concerne l'angle $\Delta\Phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})}$ maximum, la contribution du fond QCD apparaît dans la région à grands angles montrée sur la figure 5.15.

5.5.2.1 Veto sur les électrons et muons

Les coupures **C6** et **C7** sont dédiées à l'élimination des bruits de fond contenant des leptons énergiques dans l'état final. Les critères de sélection des électrons et muons sont résumés dans le tableau 5.6. Plus de détails sur ces critères sont fournis au chapitre 2 (paragraphe 2.2.5.2 et 2.2.5.6). La figure 5.16 montre la distribution des impulsions transverses de ces leptons.

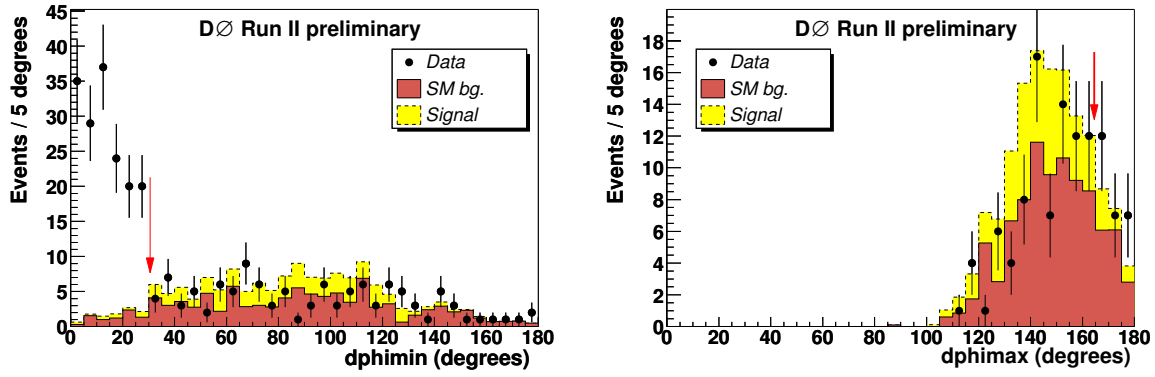


FIG. 5.15 – **C11** et **C12** : Angle $\Delta\Phi_{E_T, \text{jet}}$ minimum (gauche) et maximum (droite) dans les données (points avec les barres d'erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond (histogramme en pointillés (jaune)).

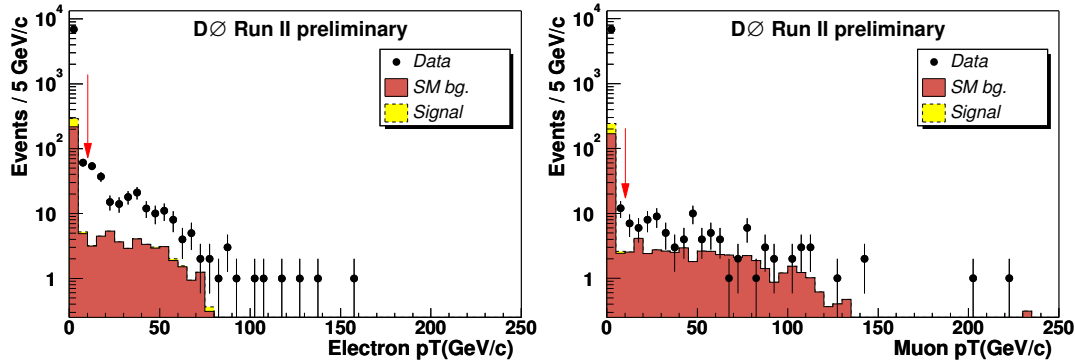


FIG. 5.16 – **C6** et **C7** : Distributions du p_T des électrons (gauche) et des muons (droite) dans les données (points avec les barres d'erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond (histogramme en pointillés (jaune)).

Électrons	Muons
Objet électromagnétique associé à une trace ou non	Muons de type Medium
$ \eta_{det} < 2,5$	$E_T \text{ Halo} < 2,5 \text{ GeV}$
$EMF > 0,9$	$\sum p_T \text{ traces} < 2,5 \text{ GeV}$
$H_{matrix} < 20$	$p_T > 10 \text{ GeV}/c$
Isolation $< 0,15$	
$p_T > 10 \text{ GeV}/c$	

TAB. 5.6 – Critères de sélection des électrons et muons.

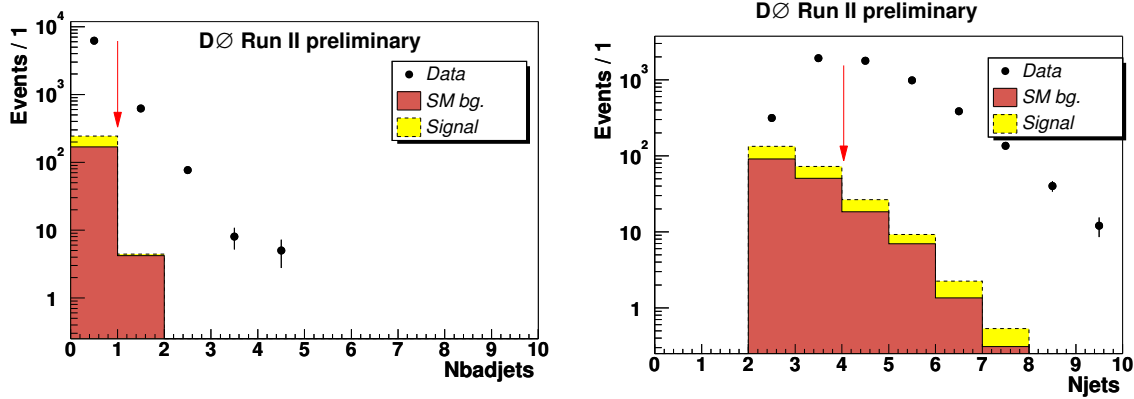


FIG. 5.17 – C8 et C9 : Distribution de la multiplicité de mauvais jets (gauche) et de bons jets (droite) dans les données (points avec les barres d’erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond (histogramme en pointillés (jaune)).

La distribution de l’impulsion transverse des électrons dans les données montre une contribution supplémentaire à celle des bruits de fond physiques. Cette contribution est associée à des jets très électromagnétiques provenant du bruit de fond QCD.

5.5.2.2 Multiplicité de jets

Pour éviter la contamination des mauvais jets, la coupure initiale visant à retirer les événements avec des mauvais jets de plus de $15 \text{ GeV}/c$ de p_T n’est pas suffisante. Pour s’assurer une détermination correcte de la \cancel{E}_T , tout événement ayant des mauvais jets est retiré de l’analyse. L’inefficacité introduite par ce veto est estimée à 11% (obtenu de la même façon que pour la coupure initiale).

La distribution de la multiplicité des mauvais jets et de l’ensemble des jets après veto sur ces mauvais jets sont montrées sur la figure 5.17. On constate la contamination des événements QCD multijet dans l’ensemble des multiplicités possibles mais particulièrement au-dessus de quatre jets. De ce fait, l’analyse ne conserve que les événements ayant deux ou trois jets dans l’état final. Une incertitude de 1% est associée à cette coupure à cause de la simulation pas tout à fait correcte de la radiation dans l’état initial et final par le programme PYTHIA. Ce chiffre est obtenu en étudiant la multiplicité des jets dans les événements $Z \rightarrow ee$ réels et simulés [137].

5.5.3 Contributions des bruits de fond

5.5.3.1 Les bruits de fond Physiques

Les contributions des différents fond physiques en fin d’analyse sont présentés dans le tableau 5.7. Ces chiffres sont obtenus à partir de la formule suivante :

$$N_{\text{att}} = \mathcal{L} \times A_{\text{fin}} \times \sigma \quad (5.3)$$

où

- N_{att} est le nombre d'événements attendus en fin d'analyse pour le processus considéré.
- \mathcal{L} est la luminosité totale disponible.
- σ est la section efficace du processus en question.
- A_{fin} est l'acceptance finale : le rapport du nombre d'événements restants après l'application de toutes les coupures et du nombre d'événements au départ. Ce chiffre est calculé de la façon suivante :

$$A_{\text{fin}} = \frac{N_{\text{fin}}}{N_{\text{gen}}} \times \varepsilon_{\text{ff}_{\text{trig}}} \times \varepsilon_{\text{ff}_{\text{ana}}} \quad (5.4)$$

avec

- N_{fin} est le nombre d'événements restant après toutes les coupures.
- N_{gen} est le nombre d'événements générés au total par la simulation.
- $\varepsilon_{\text{ff}_{\text{trig}}}$ est l'efficacité de déclenchement calculée sur les événements restants. La détermination de l'efficacité du déclenchement MHT30_3CJT5 a été décrite dans le chapitre précédent¹.
- $\varepsilon_{\text{ff}_{\text{ana}}}$ prend en compte l'efficacité du programme `cal_event_quality` et du veto sur les mauvais jets. Sa valeur est de 89,4% et reste constante pour tous les bruits de fond et le signal.

Processus	Événements attendus
$W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	$2,2 \pm 1,2$
$W \rightarrow e\nu + \text{jet jet}$	$6,8 \pm 0,9$
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet}$	0
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet jet}$	$8,7 \pm 1,0$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$	$6,7 \pm 1,9$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet jet}$	$21,5 \pm 3,8$
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet jet}$	$0,21 \pm 0,05$
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet jet}$	$28,4 \pm 2,8$
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$	$0,33 \pm 0,2$
Total	$74,8 \pm 5,4 \pm 5,6$

TAB. 5.7 – Contribution des fond physiques. Les erreurs sont statistiques sur chacune des contributions. L'erreur systématique liée à la section efficace est ajoutée pour le total.

On constate une forte contribution des événements $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jet jet}$ qui constituent un bruit de fond irréductible.

¹La simulation du déclenchement utilisée existe sous deux versions correspondant aux versions de MHT30_3CJT5. Ces dernières donnent des résultats identiques.

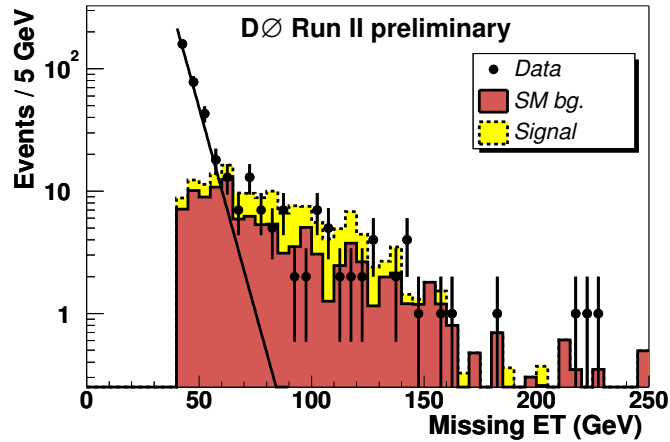


FIG. 5.18 – Distribution marginale de E_T dans les données (points avec les barres d'erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond (histogramme en pointillés (jaune)). L'ajustement du bruit de fond QCD est aussi montré.

5.5.3.2 Bruit de fond QCD

La contribution du bruit de fond QCD est estimée directement à partir des données. La distribution marginale² de E_T est montrée sur la figure 5.18.

Un ajustement exponentiel est effectué dans l'intervalle de E_T allant de 40 GeV à 55 GeV dominé par le bruit de fond QCD. On attend une très faible contribution du signal dans cette région. La faible contribution des bruits de fond physiques est soustraite avant l'ajustement. Le nombre d'événements QCD attendu au-delà de la coupure à 60 GeV en E_T est alors donné par l'intégrale de la courbe ajustée à partir de cette coupure. Ce nombre s'élève à $13,5 \pm 5,4$ événements. L'erreur est obtenue en faisant varier les paramètres de l'ajustement dans leurs erreurs.

5.5.4 Efficacité sur le signal

L'efficacité sur le signal est obtenue de la façon suivante :

$$\varepsilon_{\text{ff}_{\text{signal}}} = (N_{\text{fin}}/N_{\text{gen}}) \times \varepsilon_{\text{ff}_{\text{trig}}} \times \varepsilon_{\text{ff}_{\text{ana}}} \quad (5.5)$$

où N_{fin} , N_{gen} , $\varepsilon_{\text{ff}_{\text{trig}}}$ et $\varepsilon_{\text{ff}_{\text{ana}}}$ ont les mêmes significations que pour l'équation 5.4.

Pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$ on obtient :

- $\varepsilon_{\text{ff}_{\text{signal}}} = (7,3 \pm 0,4)\%$.
- $N_{\text{att}} = \mathcal{L} \times \varepsilon_{\text{ff}_{\text{signal}}} \times \sigma = 45,3$ (où \mathcal{L} et σ sont la luminosité intégrée et la section efficace du signal respectivement).

²La distribution marginale d'une variable est sa distribution lorsque toutes les autres coupures sont appliquées sauf celle sur la variable en question .

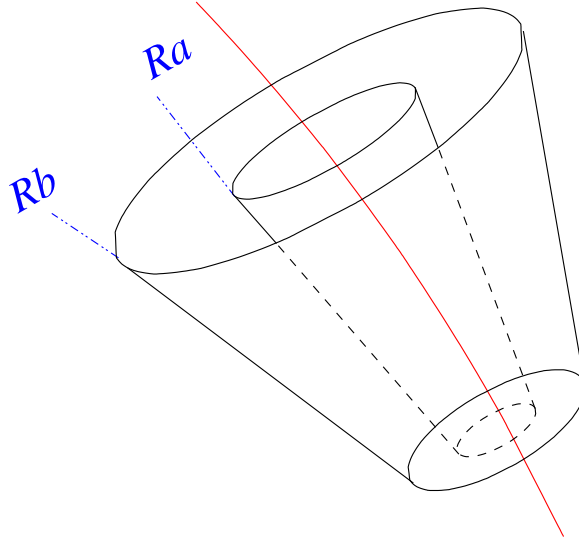


FIG. 5.19 – Représentation d'un cône creux autour de la direction d'une particule. Les rayons intérieur R_a et extérieur R_b sont représentés.

5.5.5 Veto sur les traces isolées

On peut constater dans le tableau 5.7 que la contribution des processus $W \rightarrow l\nu + \text{jets}$ représente une proportion importante du bruit de fond physique total. Les veto sur les électrons et muons ne s'avèrent donc pas suffisants. De plus, ils sont inefficaces comme veto sur les leptons τ se désintégrant hadroniquement.

La désintégration hadronique d'un lepton τ produit un jet contenant un nombre très faible de traces chargées. La désintégration en « une-branche » par exemple, ne produit qu'un seul pion et donc qu'une seule trace chargée. Une manière d'éliminer les événements contenant des τ est d'appliquer un veto sur les traces énergétiques isolées. Les critères identifiant les traces isolées sont les suivants :

- $p_T > 5 \text{ GeV}/c$
- La trace doit venir du vertex primaire (voir paragraphe 5.2.6.2) :
 - $R_{DCA} < 2 \text{ cm}$
 - $Z_{DCA} < 5 \text{ cm}$
- Au moins 8 coups dans le CFT
- Aucune trace avec $p_T > 0,5 \text{ GeV}/c$ ne doit être présente dans un cône creux autour de la direction de la trace. Les rayons intérieur et extérieur sont $R_a = 0,1$ et $R_b = 0,4$ respectivement (voir figure 5.19).

Le rayon intérieur du cône creux est choisi de telle manière à accepter une désintégration du τ en plusieurs traces. La multiplicité de traces isolées en fin d'analyse est montrée sur la figure 5.20. Un veto sur les traces isolées permet de réduire le bruit de fond physique sans affecter l'efficacité sur le signal de manière importante. Celle-ci diminue de 10% soit $(6,4 \pm 0,3)\%$ pour une masse de leptoquarks de $115 \text{ GeV}/c^2$.

Les contributions des bruits de fond physiques après ce veto se trouvent dans le tableau 5.8. On constate une réduction de près de 50% des bruits de fond autres que

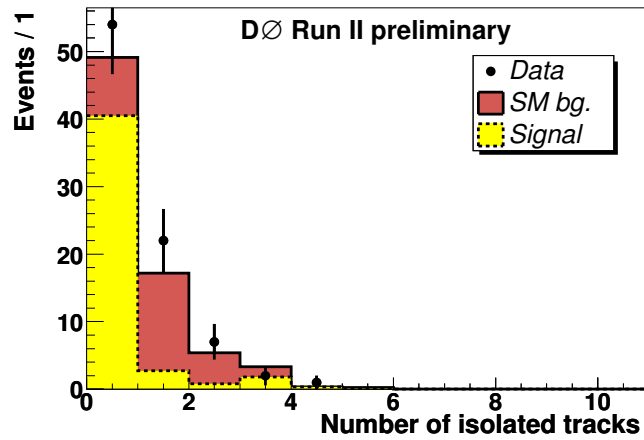


FIG. 5.20 – Distribution de la multiplicité de traces isolées après toutes les coupures d’analyse pour les données (points avec les barres d’erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$, histogramme en pointillés (jaune)).

$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$. A ce stade, le nombre d’événements observés dans les données est de 54 et le nombre d’événements QCD est de $13,4 \pm 5,7$.

Processus	Événements attendus
$W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	0
$W \rightarrow e\nu + \text{jet jet}$	$4,5 \pm 0,7$
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet}$	0
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet jet}$	$5,2 \pm 0,8$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$	$1,0 \pm 0,7$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet jet}$	$13,8 \pm 3,0$
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet jet}$	$0,04 \pm 0,02$
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet jet}$	$24,5 \pm 2,6$
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$	0
Total	$49,0 \pm 4,2 \pm 3,7$

TAB. 5.8 – Contributions des bruits de fond physiques après application du veto sur les traces isolées.

5.5.6 Optimisation

5.5.6.1 Principe

L'optimisation de l'analyse consiste à déterminer de façon non biaisée, les coupures sur les variables discriminantes dans l'objectif d'obtenir la plus petite section efficace de signal exclue attendue. Par définition, la section efficace exclue attendue correspond à la limite que le calculateur donnerait si le nombre d'événements observés dans les données correspondait à celui prédit par la simulation des bruits de fond soit $N = b$. L'utilisation du calculateur présente un avantage particulier car il permet de prendre en compte les erreurs et leurs corrélations. Le résultat est de ce fait plus précis qu'une simple optimisation du rapport S/\sqrt{B} où S et B sont les nombres de signal et bruit respectivement³. Les erreurs considérées seront décrites en détail dans le paragraphe suivant.

La procédure d'optimisation utilisée est la suivante : une centaine d'expériences de pensées sont effectuées dans lesquelles le nombre d'événements de bruit de fond N_b est un nombre aléatoire tiré d'une distribution gaussienne. Cette distribution est centrée sur le nombre de bruit de fond attendu dans l'analyse b et sa largeur prend en compte les erreurs statistiques et systématiques sur celui-ci. Le nombre d'événements attendus dans les données N_o est quant à lui tiré d'une distribution poissonnienne en prenant le nombre de bruit de fond N_b (venant de la gaussienne) comme valeur centrale. En fait, compte tenu du nombre d'événements assez grand, une distribution gaussienne est plus adéquate qu'une distribution poissonnienne. Pour chaque expérience de pensée, le nombre d'événements observés N_o et de bruit de fond N_b ainsi que leurs erreurs sont injectés dans le calculateur. La section efficace exclue attendue est alors la valeur moyenne des sections efficaces données par le calculateur pour toutes les expériences de pensées.

5.5.6.2 Optimisation sur \cancel{E}_T

L'énergie transverse manquante est choisie comme variable à optimiser. Les nombres d'événements dans les données et prédits par le bruit de fond sont estimés pour chaque coupure sur \cancel{E}_T allant de 55 à 80 GeV par pas de 5 GeV/ c^2 . Le bruit de fond QCD est déterminé de la même manière que précédemment à partir de la distribution de la figure 5.21. Cette courbe est obtenue après l'application du veto sur les traces isolées.

Les résultats de l'optimisation sont résumés dans le tableau 5.9. Une coupure à 70 GeV en \cancel{E}_T donne la meilleure section efficace exclue attendue pour cette analyse. La même démarche fut employée pour l'optimisation sur les variables suivantes : p_T des jets les plus énergiques ainsi que les angles minimum et maximum entre \cancel{E}_T et les jets. Le résultat final est comparable à celui obtenu en optimisant sur \cancel{E}_T seulement.

³Le rapport S/\sqrt{B} exprime à quel point le nombre de signal est significatif par rapport aux fluctuations du bruit de fond correspondant à \sqrt{B} .

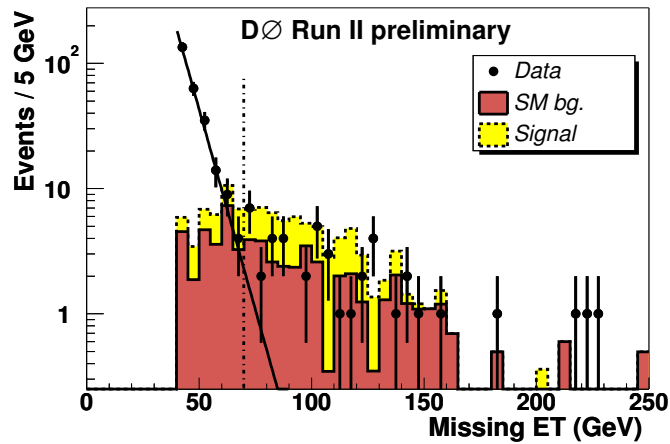


FIG. 5.21 – Distribution marginale de \cancel{E}_T dans les données (points avec les barres d'erreurs), pour les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond physiques (histogramme en pointillés (jaune)). L'ajustement du bruit de fond QCD est aussi montré. La coupure optimisée est indiquée par la ligne verticale.

Coupure sur \cancel{E}_T (GeV)	55	60	65	70	75	80
Section efficace exclue attendue (pb)	6,8	6,4	5,6	5,2	5,9	5,7

TAB. 5.9 – Évolution de la section efficace exclue attendue pour différentes coupures sur \cancel{E}_T pour un signal de leptoquark avec $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

5.6 Résultats

5.6.1 Données, bruits de fond et signal

5.6.1.1 Résumé

Après l'optimisation de l'analyse, le nombre d'événements observés dans les données et celui prédit pour les bruits de fond sont résumés dans le tableau 5.10. Les distributions marginales des p_T des jets les plus énergiques et les angles entre \cancel{E}_T et les jets sont sur les figures 5.22 et 5.23. On constate un bon accord entre les données et la prédiction. La distribution $\Delta\Phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})}$ montre un désaccord dans la région à des petits angles qui correspond à la contribution du bruits de fond QCD. A partir de la figure 5.21, le nombre d'événements observés avec $\cancel{E}_T > 150 \text{ GeV}$ est de 5 alors que la prédiction des bruits de fond en donne 5,6. On obtient 3 et 1,8 respectivement au-dessus de 200 GeV.

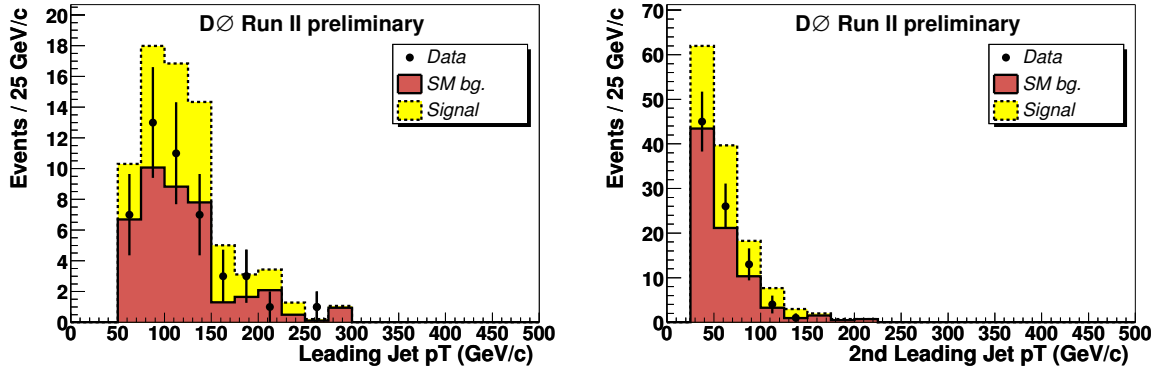


FIG. 5.22 – Distributions marginales du p_T du jet le plus énergétique (gauche) et du second jet le plus énergétique (droite) pour les données (points avec les barres d’erreur), les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond physiques (histogramme en pointillés (jaune)).

Processus	Événements attendus
$W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	0
$W \rightarrow e\nu + \text{jet jet}$	$2,9 \pm 0,6$
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet}$	0
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet jet}$	$4,3 \pm 0,7$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$	$1,0 \pm 0,7$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet jet}$	$9,6 \pm 2,5$
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet jet}$	$0,03 \pm 0,02$
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet}$	0
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet jet}$	$20,6 \pm 2,4$
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$	0
Bruit de fond physique total	$38,4 \pm 3,7 \pm 2,9$
Bruit de fond QCD	$4,2 \pm 2,7$
Bruit de fond total	$42,6 \pm 4,6 \pm 2,9$
Événements observés dans les données	44

TAB. 5.10 – Nombre d’événements de bruits de fond attendus après optimisation sur \cancel{E}_T . Les erreurs sont statistiques. L’erreur systématique sur le bruit de fond physique total est indiquée. L’estimation du bruit de fond QCD y figure aussi.

Le tableau 5.11 présente les nombres d’événements restant dans les données après chaque coupure d’analyse. L’efficacité de signal pour un leptoquark de $115 \text{ GeV}/c^2$ y est aussi indiquée pour chacune d’entre elles. Premier et second jets font référence aux 2 jets les plus énergiques dans l’ordre décroissant des p_T .

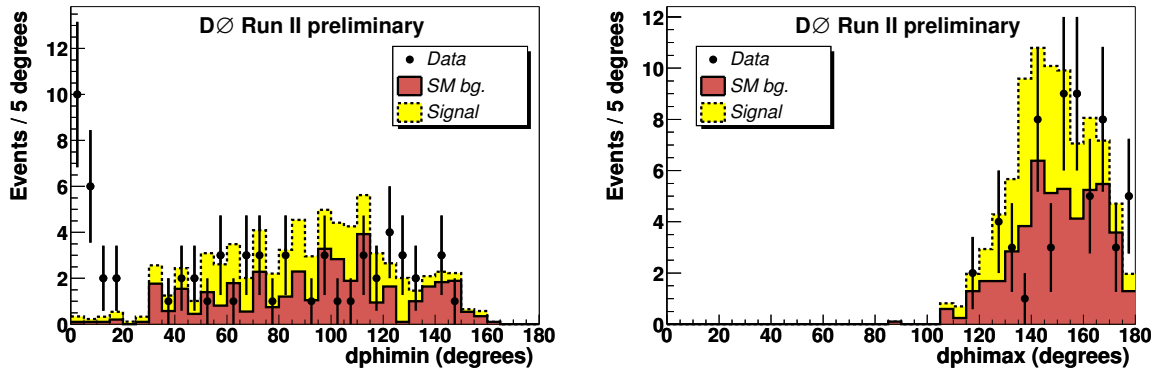


FIG. 5.23 – Distributions marginales des angles $\Delta\Phi$ minimum (gauche) et maximum (droite) pour les données (points avec les barres d'erreur), les bruits de fond physiques (histogramme en trait plein (rouge)) et le signal (pour $M_{LQ} = 115 \text{ GeV}/c^2$) ajouté aux bruits de fond physiques (histogramme en pointillés (jaune)).

Coupages	Événements restant	Efficacité (%)
Lot jets acoplanaires nettoyé	38826	35,0
Premier jet $p_T > 60 \text{ GeV}/c$	31520	29,0
Premier jet $\eta_{det} < 0.8$	20929	21,2
Second jet $p_T > 50 \text{ GeV}/c$	9284	12,8
Premier et Second Jet $EMF < 0.95$	9153	12,8
Premier ou Second jet $CPF > 0.05$	7218	12,8
Pas d'objet électromagnétique avec $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	6994	12,7
Pas de muons isolés avec $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	6898	12,7
Pas de traces isolées avec $p_T > 5 \text{ GeV}/c$	5970	10,8
Pas de mauvais jets	4822	9,6
Nombre de jets = 2 ou 3	1930	8,1
$\cancel{E}_T > 60 \text{ GeV}$	213	6,8
$\Delta\phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})} \text{ minimum} > 30^\circ$	74	6,3
$\Delta\phi_{(\cancel{E}_T, \text{jet})} \text{ maximum} < 165^\circ$	54	5,8
$\cancel{E}_T > 70 \text{ GeV}$ (coupure optimisée)	44	4,8

TAB. 5.11 – Nombre d'événements observés dans les données et efficacité sur le signal (pour $M_{LQ}=115 \text{ GeV}/c^2$) après chaque coupure.

5.6.1.2 Efficacité sur le signal

Le tableau 5.12 donne les efficacités sur le signal en fin d'analyse pour chacune des masses de leptoquarks générées. L'évolution de l'efficacité en fonction de la masse est montrée sur la figure 5.24. Un ajustement polynomial est alors effectué pour en obtenir une paramétrisation. Le résultat final de l'analyse utilise cet ajustement dans le but de

s'affranchir des fluctuations sur l'efficacité dues au manque de statistique d'événements simulés. A la fois dans le tableau et sur la figure l'inefficacité sur le déclenchement est prise en compte et est en moyenne de 1%.

Masse du leptoquark (GeV/c^2)	Efficacité (%)	Événements attendus
80	$0,6 \pm 0,1$	$27,2 \pm 3,5$
85	$1,0 \pm 0,1$	$32,0 \pm 3,2$
90	$1,8 \pm 0,1$	$43,9 \pm 3,3$
95	$1,8 \pm 0,1$	$33,6 \pm 2,5$
100	$2,4 \pm 0,2$	$32,7 \pm 2,1$
105	$2,9 \pm 0,2$	$29,8 \pm 1,7$
110	$3,6 \pm 0,2$	$28,1 \pm 1,5$
115	$4,8 \pm 0,2$	$30,0 \pm 1,3$
120	$5,6 \pm 0,2$	$27,0 \pm 1,1$
125	$6,2 \pm 0,2$	$24,0 \pm 0,9$
130	$6,8 \pm 0,3$	$21,2 \pm 0,8$
135	$7,5 \pm 0,3$	$18,8 \pm 0,7$
140	$8,4 \pm 0,3$	$17,1 \pm 0,6$

TAB. 5.12 – Efficacité sur le signal.

5.6.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques suivantes sont prises en compte dans la détermination du résultat final de l'analyse :

Erreur sur l'efficacité de signal

L'efficacité sur le signal est affectée d'une erreur systématique liée au choix des fonctions de distributions partoniques (CTEQ) utilisées pour la génération des événements simulés. Cet effet est mesuré en utilisant des versions différentes au niveau de la génération. Cette incertitude est de 5% sur l'efficacité.

Erreur sur la Luminosité

L'erreur systématique sur la détermination de la luminosité intégrée s'élève à 6,5% [60]. Plus de détails sont fournis sur le calcul de la luminosité dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.3).

Erreurs associés à l'échelle d'énergie des jets

La détermination de l'échelle d'énergie est expliquée dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.5.4). L'erreur associée provient de différentes sources. A chaque contribution au

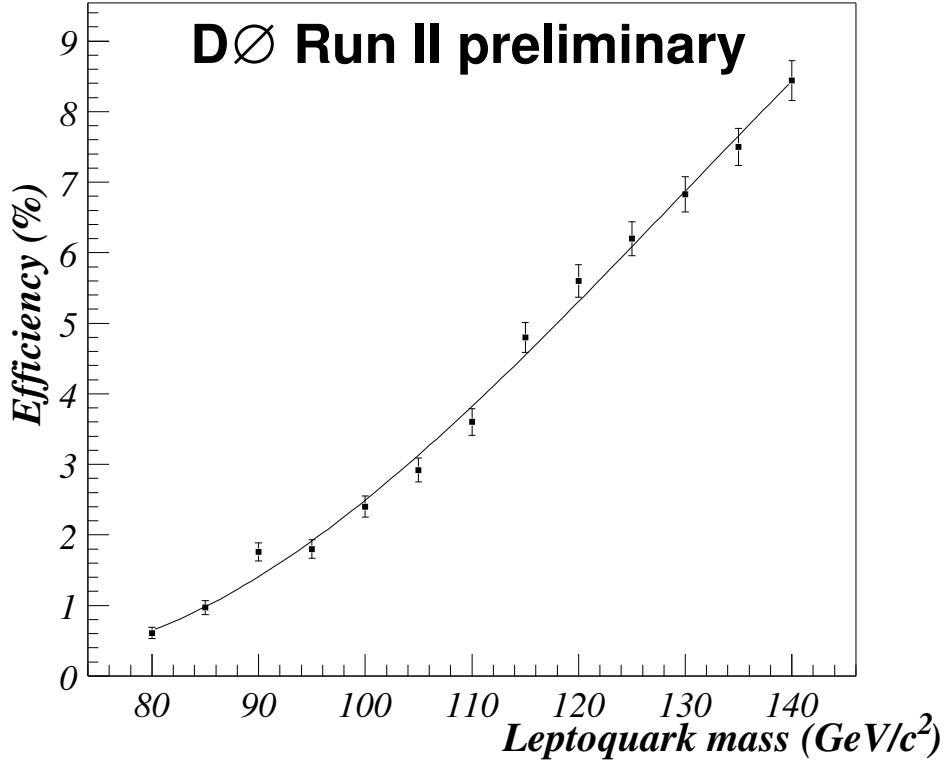


FIG. 5.24 – Évolution de l'efficacité sur le signal en fonction de la masse du leptoquark. L'ajustement utilisé pour le résultat final y est aussi tracé.

calcul de l'échelle d'énergie est associée une erreur systématique qui est prise en compte dans le calcul de l'erreur finale. Les dépendances en énergie et en η de l'erreur sont montrées pour les données réelles et simulées sur les figures 5.25 et 5.26.

Pour déterminer l'effet associé à cette erreur sur le résultat final de l'analyse, les nombres obtenus pour le signal et le bruit de fond sont recalculés en modifiant l'énergie des jets d'un facteur donné. Ce facteur correspond à plus ou moins une déviation standard (1σ) de l'erreur globale σ_{err} définie comme suit :

$$\sigma_{err} = \sqrt{Err_{data}^2 + Err_{sim}^2} \quad (5.6)$$

où

- Err_{data} est l'erreur sur l'échelle d'énergie du jet telle qu'elle serait déterminée dans les données réelles.
- Err_{sim} est l'erreur sur l'échelle d'énergie du jet telle qu'elle est déterminée dans les données simulées.

Le facteur σ_{err} est évalué pour chaque jet de l'événement à partir des figures 5.25 et 5.26. La somme quadratique des erreurs est effectuée pour prendre en compte les différences entre données réelles et simulées. La modification de l'énergie des jets se répercute sur la valeur de \cancel{E}_T de l'événement. Les différences en nombre d'événements restants avec l'application de $\pm\sigma_{err}$ sur chaque jet et après toutes les coupures de l'analyse, correspondent aux erreurs systématiques sur les nombres attendus de signal

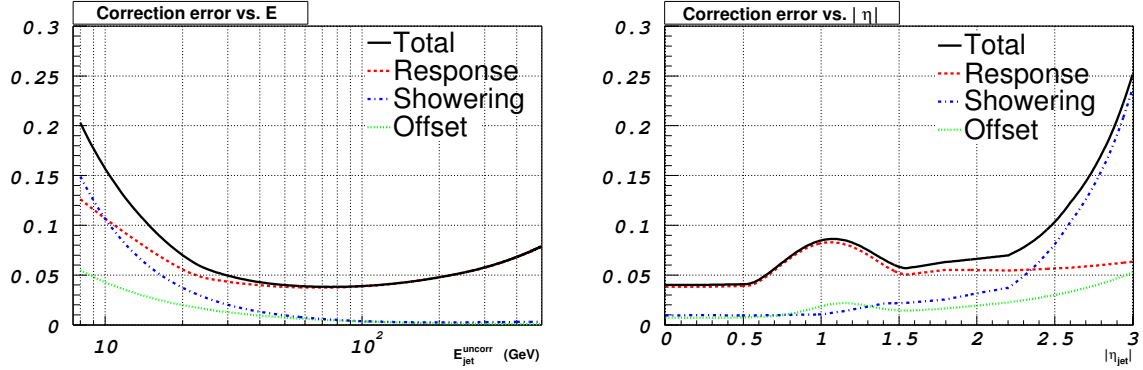


FIG. 5.25 – Évolution de l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets dans les données réelles en fonction de l'énergie (gauche) et de la direction (droite) du jet. Des jets de cônes de rayon 0,5 sont considérés et un seul vertex est pris en compte.

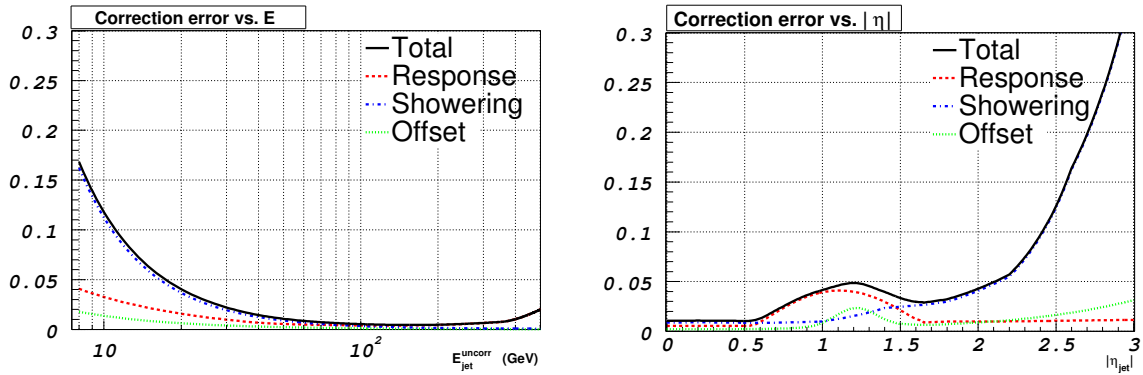


FIG. 5.26 – Évolution de l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets dans les données simulées en fonction de l'énergie (gauche) et de la direction (droite) du jet. Des jets de cônes de rayon 0,5 sont considérés et un seul vertex est pris en compte.

et de bruits de fond. Le caractère asymétrique de cette erreur peut être pris en compte par le calculateur.

Les erreurs systématiques liées à l'échelle d'énergie sont de $^{+13}_{-10}\%$ pour le signal et $^{+10}_{-13}\%$ sur le bruit de fond.

Les deux dernières sources d'erreurs systématiques (luminosité et échelle d'énergie) sont complètement corrélées entre le signal et le bruit de fond. Ces corrélations sont prises en compte lors du calcul de la section efficace exclue.

5.6.3 Résultat de l'analyse

A partir du tableau 5.10 et des erreurs discutées dans le paragraphe 5.6.2, la limite supérieure sur la section efficace de production d'une paire de leptoquarks en fonction de leur masse est montrée sur la figure 5.27. Les courbes de sections efficaces théoriques sont obtenues avec CTEQ6.1 (voir tableau 5.3) pour des échelles de renormalisation μ_o différentes.

En prenant le cas où $\mu_o = 2M_{LQ}$, les sections efficaces exclues se traduisant par une non existence des leptoquarks avec des masses comprises entre 85 et 109 GeV/c^2 à un niveau de confiance de 95%. Cette région s'étend jusqu'à 120 GeV dans le cas $\mu = M_{LQ}$, la limite inférieure étant déjà couverte par d'autres expériences (voir chapitre 1).

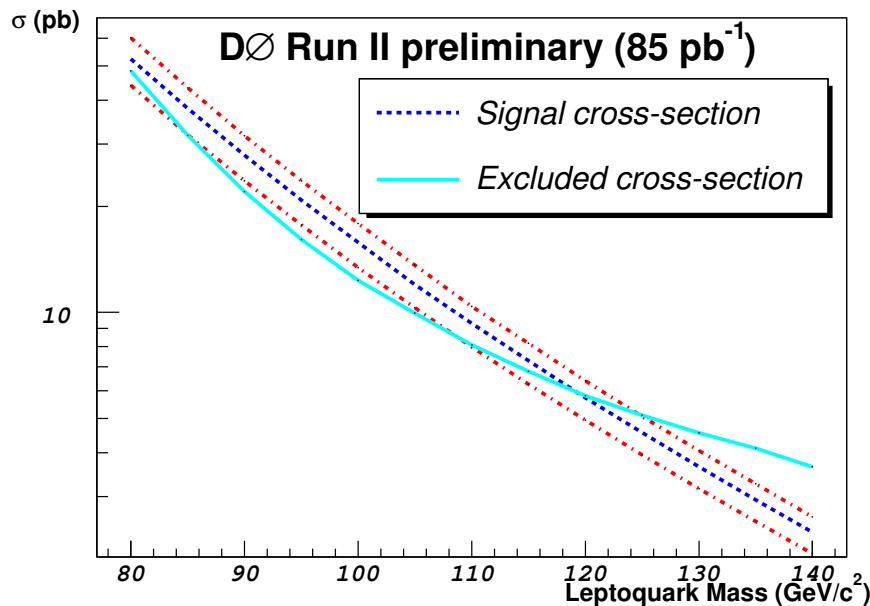


FIG. 5.27 – Section efficace de production d'une paire de leptoquarks en fonction de leur masse. La courbe théorique est en pointillés (bleus) pour une échelle de renormalisation (μ_o) égale à M_{LQ} . Les courbes théoriques pour des facteurs $\mu_o = 2M_{LQ}$ et $\mu_o = M_{LQ}/2$ sont en traits-pointillés (rouge). La limite supérieure sur la section efficace est en trait plein (bleu clair).

5.7 Conclusion

A partir d'un volume de données de 85 pb^{-1} enregistrées au moyen du détecteur DØ, l'analyse de la recherche de leptosquarks scalaires dans la topologie à jets et \cancel{E}_T exclue la région de masse possible pour ces objets de 85 à 109 GeV/ c^2 . Ce résultat améliore celui du Run I qui ne donnait qu'une borne inférieure sur la masse de 98 GeV/ c^2 .

Ce résultat peut sans doute être amélioré avec une réduction de l'erreur systématique associée à l'échelle d'énergie des jets. La méthode de détermination de cette erreur doit plutôt prendre en compte la différence relative entre les données simulées et réelles. Sommer les erreurs quadratiquement en est une première approche donnant un résultat conservateur.

L'ensemble des données disponibles à ce jour est estimé à 290 pb^{-1} collectés par la même méthode de déclenchement. Cette augmentation de statistique permettra d'obtenir une région d'exclusion plus étendue où la première indication d'une découverte. La combinaison avec les analyses de recherche de leptosquarks dans les canaux complémentaires comme $e\nu q\bar{q}$ et $e\bar{e} q\bar{q}$ pourra contraindre la masse des leptosquarks en fonction du paramètre β lié au rapport d'embranchement.

5.8 Représentation graphique

Cette partie regroupe les représentations graphiques des trois événements avec $\cancel{E}_T > 200 \text{ GeV}$. Les informations sur ces événements sont résumées dans les tableaux disponibles sur les figures 5.28, 5.29 et 5.30. Ces figures représentent aussi un ensemble de vues de ces événements dans le détecteur. Le code de couleur employé est le suivant :

- en rouge : énergie électromagnétique.
- en bleu : énergie hadronique.
- en jaune : énergie manquante.

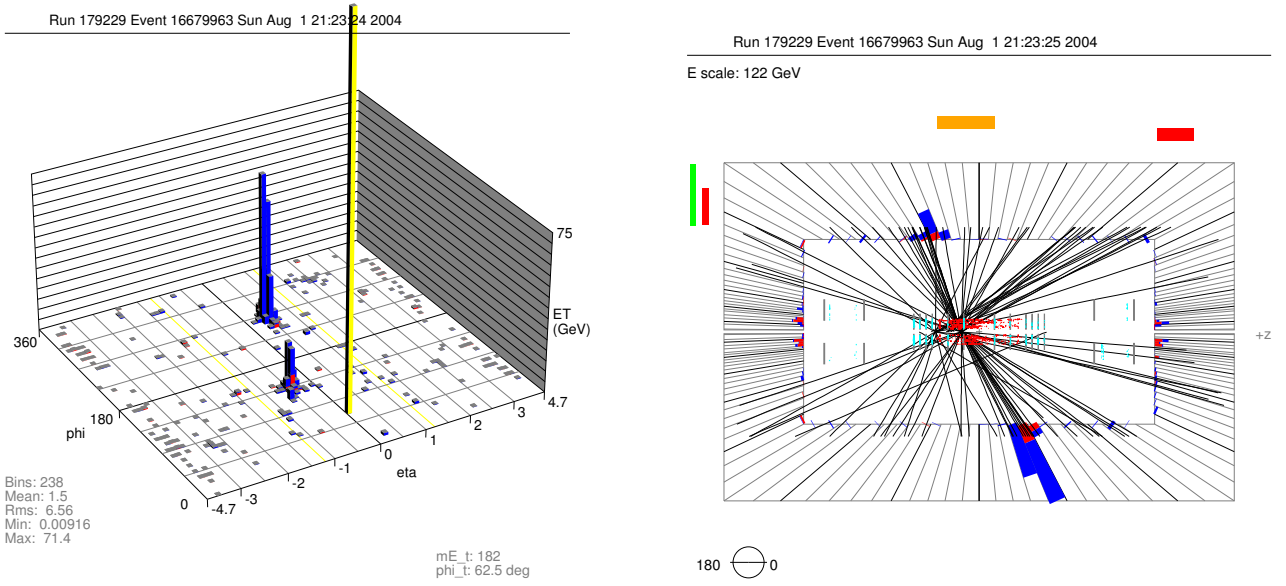
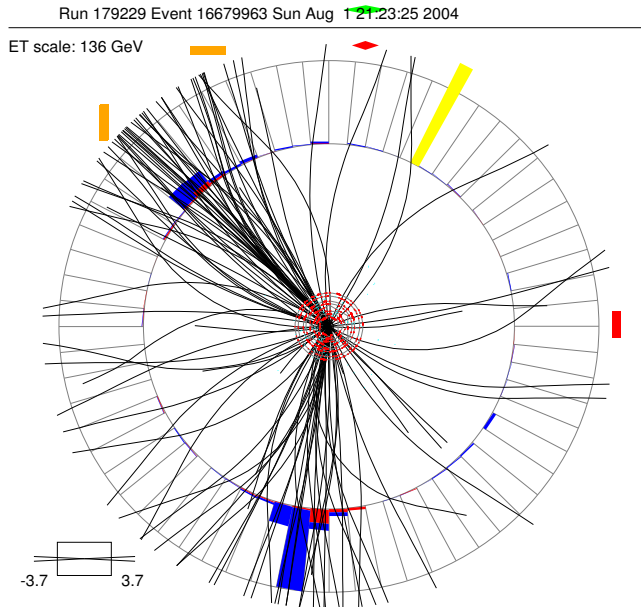


FIG. 5.28 – Plan (η, ϕ) du calorimètre (gauche), vue de profil (r, z) (droite) et section du calorimètre (r, ϕ) en bas à gauche. Le tableau en bas à droite indique les informations concernant cet événement.



Événement 16679963 (Run 179229)			
E_T		215 GeV	
Acoplanarité		129°	
Jets			
Name	p_T (GeV/c)	η_{det}	ϕ
jet1	270	0,42	4,7
jet2	119	-0,46	2,4
jet3	17	1,7	5,7

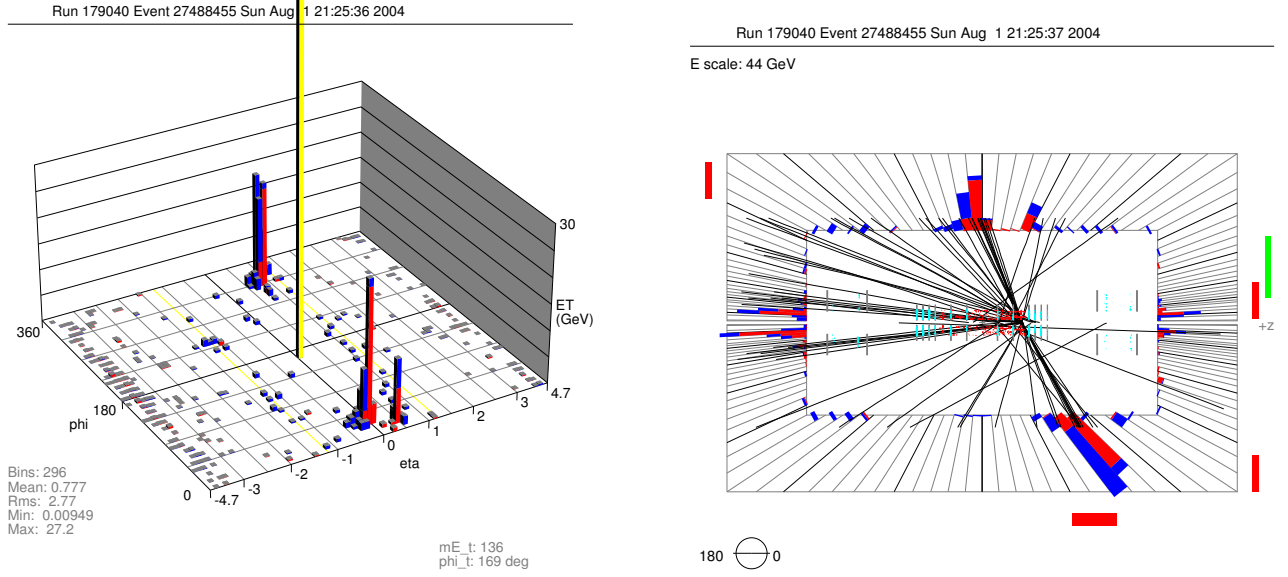
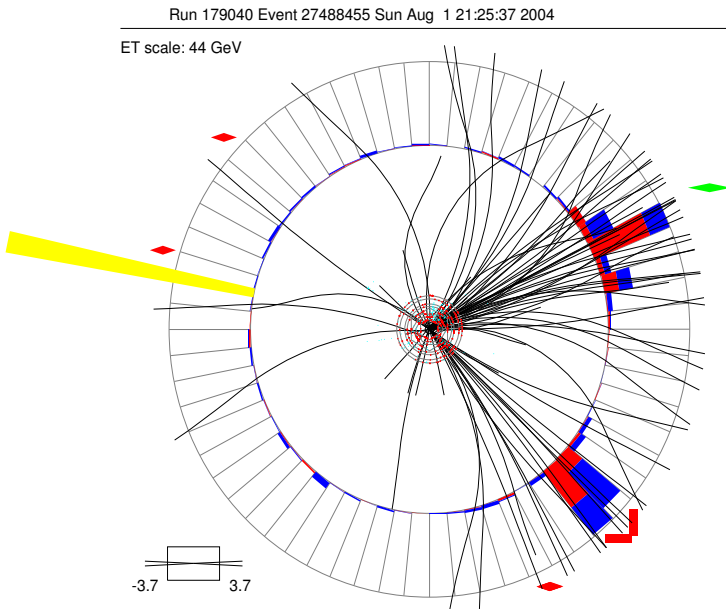


FIG. 5.29 – Plan (η, ϕ) du calorimètre (gauche), vue de profil (r, z) (droite) et section du calorimètre (r, ϕ) en bas à gauche. Le tableau en bas à droite indique les informations concernant cet événement.



Événement 27488455 (Run 179040)			
E_T		227 GeV	
Acoplanarité		71°	
Jets			
Name	p_T (GeV/c)	η_{det}	ϕ
jet1	155	0,8	5,6
jet2	122	0,0	0,5

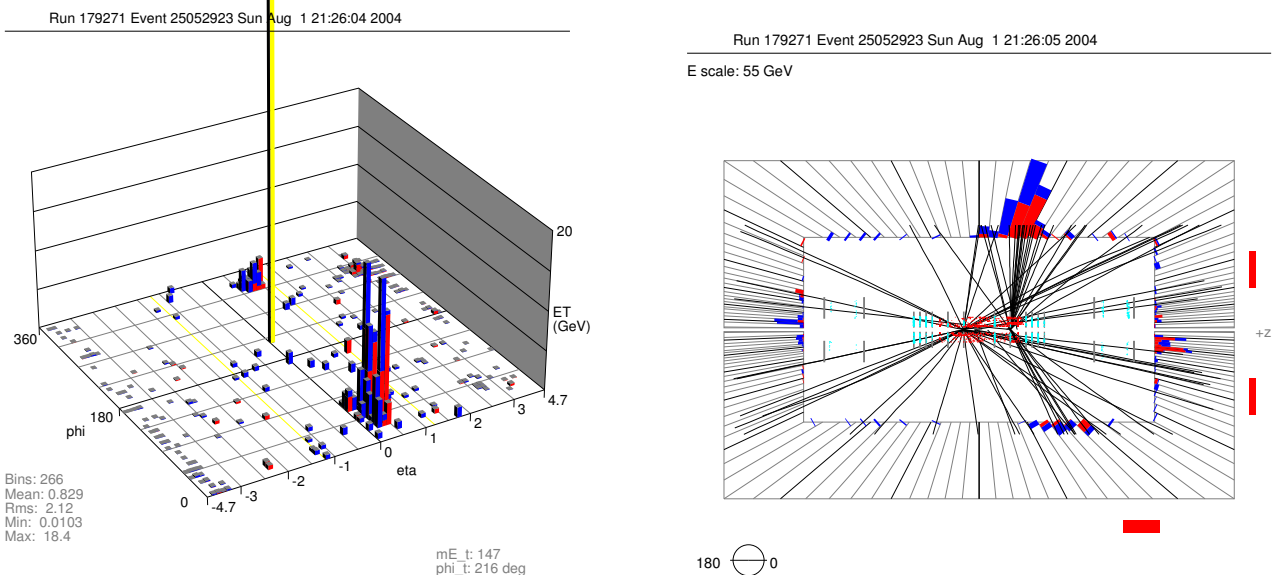
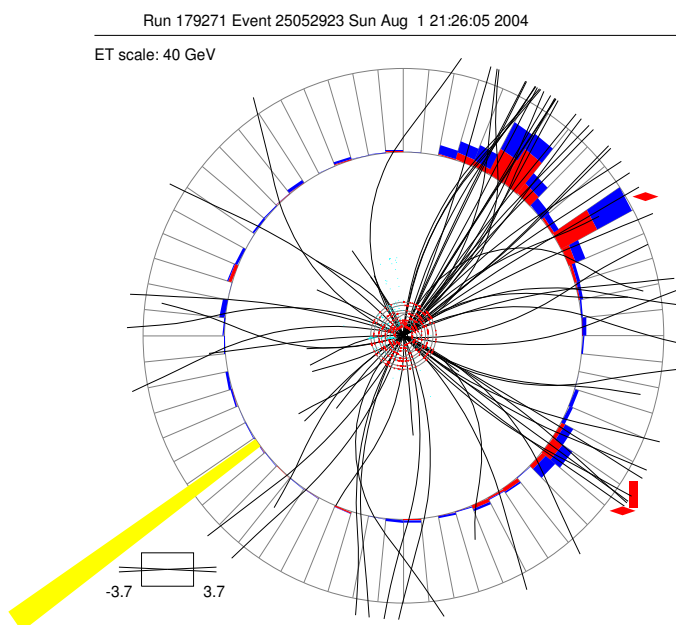


FIG. 5.30 – Plan (η, ϕ) du calorimètre (gauche), vue de profil (r, z) (droite) et section du calorimètre (r, ϕ) en bas à gauche. Le tableau en bas à droite indique les informations concernant cet événement.



Événement 25052923 (Run 179271)			
E_T		221 GeV	
Acoplanarité		83°	
Jets			
Name	p_T (GeV/c)	η_{det}	ϕ
jet1	192	0,35	0,9
jet2	61	0,77	5,8
jet3	19	0,3	5,4

Conclusion

La recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard est un domaine très actif au sein des expériences DØ et CDF au Fermilab. Elle peut être conduite de deux façons, soit directement par la mise en évidence d'un signal pouvant être interprété comme la présence d'une particule ou bien indirectement par l'observation de la déviation d'une grandeur connue dont la valeur est fixée par le Modèle Standard. La luminosité disponible par expérience a atteint récemment $0,5 \text{ fb}^{-1}$ qui permettront de mener de nombreuses recherches de ces phénomènes rares. L'augmentation de la luminosité dans les années à venir permettra de contraindre les modèles postulant l'existence d'une possible physique au-delà du Modèle Standard ou bien d'en observer la manifestation.

L'importance d'une stratégie de déclenchement bien définie est cruciale dans le but de mener à bien ce programme de recherche. Le système d'acquisition dispose d'une bande passante totale fixée dont la répartition conditionne la physique qu'il sera possible d'étudier. La mise en place d'un système de déclenchement performant d'un point de vue technique mais aussi dans la manière dont la bande passante disponible est exploitée, constitue l'une des priorités majeures de l'expérience. L'installation du L2STT s'inscrit dans cette logique. Il permettra à terme de sélectionner de manière efficace les événements dont les états finals impliquent la présence de particules à longue durée de vie. C'est entre autre le cas du boson de Higgs se désintégrant en une paire $b\bar{b}$ (si celui-ci est suffisamment léger), ainsi que de certaines particules supersymétriques comme le sbottom \tilde{b} . Il sera aussi utile dans le développement d'une méthode de déclenchement efficace pour la recherche spécifique de leptosquarks de troisième génération. Le L2STT est désormais complètement installé et mis en service.

La stratégie globale de déclenchement conduit à la détermination d'une liste de méthodes de déclenchement. Elles établissent chacune les critères de sélection d'un signal ou d'une topologie donnée. La méthode de déclenchement MHT30_3CJT5 a permis de collecter un total de 290 pb^{-1} de données depuis sa mise en fonctionnement en Avril 2003. Elle repose sur l'introduction d'une nouvelle variable MHT déterminant l'énergie transverse manquante d'un événement à partir de l'énergie transverse des jets. Cette variable s'est avérée être particulièrement bien adaptée à la sélection d'événements présentant une topologie à jets et \cancel{E}_T . Le calcul de son efficacité est effectué par une simulation reproduisant la réponse du système de déclenchement. Dans la perspective de reproduire aussi précisément que possible la réponse du déclenchement, cette simulation est paramétrée sur des données réelles. Celle-ci est ensuite utilisée pour la détermination de l'efficacité de déclenchement sur des données simulées. L'évaluation

précise de cette efficacité à un impact important sur le résultat final de toute analyse de données.

Il n'y a pas vraiment de modèle qui définisse précisément la nature des leptiquarks et la valeur de leurs couplages avec les particules du Modèle Standard. Ils sont généralement associés à une possible interaction entre le secteur des leptons et des quarks. Néanmoins, leur éventuelle existence est contrainte par les observations. La mise en évidence d'un tel objet témoignerait de l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard. La recherche directe des leptiquarks avec le détecteur DØ est possible dans plusieurs états finals comme celui ayant une topologie à jets et \cancel{E}_T résultant de leur désintégration en un quark et un neutrino. L'analyse de 85 pb^{-1} de données collectées par le déclenchement MHT30_3CJT5 n'a pas mis en évidence un excès dans les distributions pouvant être interprété comme dû à la présence de leptiquarks. L'observation de 44 événements pour un nombre d'événements de bruit de fond attendus de $42,6 \pm 4,6 \pm 2,9$ permet de contraindre la valeur de la section efficace de production de ces particules. Ce résultat se traduit en une exclusion sur le domaine de masse possible des leptiquarks scalaires : $85 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\text{LQ}} \leq 109 \text{ GeV}/c^2$. Ce résultat représente une très nette extension de la région d'exclusion obtenue au Run I.

Les données supplémentaires disponibles ainsi que celles à venir pourront certainement étendre ce domaine d'exclusion ou même mettre en évidence la désintégration de leptiquarks. Si ceux-ci sont trop lourds, le futur accélérateur LHC deviendra un outil de recherche approprié. Le TeVatron et le LHC ne permettront pas une étude poussée des propriétés de ces objets, mais le futur collisionneur linéaire d'électrons le pourra s'ils y sont cinématiquement accessibles.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries Of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
S. Weinberg, *A Model Of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p. 327.
- [2] LEP Electroweak Working Groups and SLD Electroweak and Heavy Flavor Groups, *A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model* Resultats (Draft 0.0) du 9 Septembre 2004 disponibles sur : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [3] CDF Collaboration, DØ Collaboration et le TeVatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and DØ results on the top-quark mass*, arXiv :hep-ex/0404010.
- [4] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP/2003-011, soumis à Phys. Lett. B
- [5] H. Georgi and S. L. Glashow, *Unity Of All Elementary Particle Forces*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438.
- [6] P. Langacker, *Grand Unified Theories And Proton Decay*, Phys. Rept. **72** (1981) 185.
- [7] Y. Hayato *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Search for proton decay through $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ in a large water Cherenkov detector*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1529 [arXiv :hep-ex/9904020].
- [8] P.Renton, *Electroweak Interactions, An Introduction to the physics of quarks and leptons*, Cambridge University Press (1990).
- [9] W. J. Marciano and G. Senjanovic, *Predictions Of Supersymmetric Grand Unified Theories*, Phys. Rev. D **25** (1982) 3092.
- [10] H. Murayama and T. Yanagida, *A viable $SU(5)$ GUT with light leptoquark bosons*, Mod. Phys. Lett. A **7** (1992) 147.
- [11] Gordon L. Kane, *Perspectives on Supersymmetry*, World Scientific Publishing (1998).
- [12] K. Lane and S. Mrenna, *The collider phenomenology of technihadrons in the technicolor Straw Man Model*, Phys. Rev. D **67** (2003) 115011 [arXiv :hep-ph/0210299] et
K. Lane, *Two lectures on technicolor*, arXiv :hep-ph/0202255.

- [13] Z. Xiao, *Technicolor leptoquarks and the excess of NC and CC events with high Q^2 at HERA*, arXiv :hep-ph/9709324.
- [14] E. Eichten, K. D. Lane and M. E. Peskin, *New Tests For Quark And Lepton Substructure*, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 811.
- [15] B. Schrempp and F. Schrempp, *Light Leptoquarks*, Phys. Lett. B **153** (1985) 101.
- [16] O. W. Greenberg, R. N. Mohapatra and S. Nussinov, *Constraints On Composite Models Due To Rare Processes*, Phys. Lett. B **148** (1984) 465 [Erratum-ibid. B **149** (1984) 533].
- [17] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, *Low-Energy Phenomenology Of Superstring Inspired $E(6)$ Models*, Phys. Rept. **183** (1989) 193.
- [18] W. Buchmuller, R. Ruckl and D. Wyler, *Leptoquarks In Lepton Quark Collisions*, Phys. Lett. B **191** (1987) 442 [Erratum-ibid. B **448** (1999) 320].
- [19] A. Djouadi, T. Kohler, M. Spira and J. Tutas, *(E B), (E T) Type Leptoquarks At ep Colliders*, Z. Phys. C **46** (1990) 679.
- [20] I. I. Y. Bigi, G. Kopp and P. M. Zerwas, *Signatures For Interfamily Transitions Involving Heavy Quarks*, Phys. Lett. B **166** (1986) 238.
- [21] M. Leurer, *New bounds on leptoquarks*, arXiv :hep-ph/9309288.
- [22] W. Buchmuller and D. Wyler, *Constraints On $SU(5)$ Type Leptoquarks*, Phys. Lett. B **177** (1986) 377.
- [23] M. Kramer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, *Pair production of scalar leptoquarks at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 341 [arXiv :hep-ph/9704322].
- [24] M. Kuze and Y. Sirois, *Search for particles and forces beyond the standard model at HERA e p and Tevatron p anti-p colliders*, Prog. Part. Nucl. Phys. **50** (2003) 1 [Erratum-ibid. **53** (2004) 583] [arXiv :hep-ex/0211048].
- [25] J. Blumlein, E. Boos and A. Kryukov, *Leptoquark pair production cross-sections at hadron colliders*, arXiv :hep-ph/9811271.
- [26] J. Blumlein, E. Boos and A. Kryukov, *Leptoquark pair production in hadronic interactions*, Z. Phys. C **76** (1997) 137 [arXiv :hep-ph/9610408].
- [27] J. Pumplin *et al.*, JHEP 0207 (2002) 012, D. Stump *et al.*, JHEP 0310 (2003) 046.
- [28] U. F. Katz [H1 and ZEUS Collaborations], *Searches for leptoquarks and excited fermions at HERA*, hep-ex/0212049.
- [29] V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], *Search for leptoquark pairs decaying to $\nu\bar{\nu}$ + jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 191801
- [30] S. M. Wang [CDF Collaboration], *Search for Higgs, leptoquarks, and exotics at Tevatron*, hep-ex/0405075.
- [31] A. F. Zarnecki, *Measurement of the leptoquark Yukawa couplings in e^+e^- collisions at TESLA*, arXiv :hep-ex/0102043.
- [32] The DØ Collaboration, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Letters 74 2632 (1995),

- The CDF Collaboration, *Observation of Top Quark Production in p anti- p Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
- [33] *RunII Handbook*, Mars 2001,
<http://www-ad.fnal.gov/runII/index.html> et
Run II Upgrade Project,
<http://www-bd.fnal.gov/run2upgrade/>
- [34] G. Jackson, *Fermilab recycler ring technical design report. Rev. 1.1*, FERMILAB-TM-1981
- [35] A. Burov *et al.*, *Prospectus for an Electron Cooling System for the Recycler*, FERMILAB-TM-2061,
<http://waldo.fnal.gov/ecool/publications.html>
- [36] D. McGinnis, Présentation en séminaire joint expérimental et théorique du 8 Mars 2001, *TEVATRON Collider Luminosity Upgrade*,
<http://www-ad.fnal.gov/runII/index.html>
- [37] P. H. Garbincius, *Tevatron collider operations and plans*, arXiv :hep-ex/0406013.
et présentation aux rencontres de Moriond du 21 au 28 Mars 2004
http://moriond.in2p3.fr/EW/2004/transparencies/1_Monday/1_1_morning/1_1_4_Garbincius/Garbincius.pdf
- [38] <http://www-bd.fnal.gov/run2upgrade/reviews/index.html>
- [39] The DØ Collaboration, *The DØ Detector*, Nucl. Instr. and Methods, **A338**, 185 (1994);
- [40] The DØ Collaboration, *The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics*, DØ Note (1996).
- [41] The DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, à publier.
- [42] E. Kajfasz [DØ Collaboration], *DØ silicon microstrip tracker for Run IIa*, Nucl. Instrum. Meth. A **511** (2003) 16 [arXiv :hep-ex/0112014].
- [43] M. Demarteau *et al.*, *Dzero Layer 0 Conceptual Design Report*, DØ Note 4415.
- [44] D. Adams *et al.*, *The DØ Upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report*, DØ Note 4164.
- [45] A. Gordeev *et al.*, *Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade*, DØ Note 3445 et
D. Adams *et al.*, *Design Report of the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade*, DØ Note 3014.
- [46] J. Kotcher, *Design, performance and upgrade of the DØ calorimeter*, DØ conf. 95-1.
- [47] L. Sawyer *et al.*, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run 2*, DØ Note 2686.
- [48] R. Chiche *et al.*, *Optimisation of the DØ Online Calorimeter Calibration for RunII*, DØ Note 3914.

- [49] R. Zitoun *et al*, *Study of the Non Linearity of the D0 Calorimeter Readout Chain*, DØ Note 3997.
- [50] M. Demarteau, Neal, *Sampling Fractions of CCEM Modules*, DØ Note 912.
- [51] S. Abachi *et al*. [D0 Collaboration], *Beam tests of the D0 uranium liquid argon end calorimeters*, Nucl. Instrum. Meth. A **324** (1993) 53.
- [52] M. Agelou et E. Perez, Présentation en réunion « JES » le 21 Juillet 2004, *Jet Energie Resolution for 0.5 cone jets*,
<http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a041234>
- [53] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data*, DØ Note 4323.
- [54] D. Denisov, *The D0 Detector Muon System*, DØ Note 4440.
- [55] G. C. Blazey [D0 Collaboration], *The D0 run II trigger*, FERMILAB-CONF-97-395-E To be published in the proceedings of 10th IEEE Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics (RT 97), Beaune, France, 22-26 Sep 1997
- [56] *Technical Design Report*,
http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1/framework/index.htmlTDR_June98
- [57] D. Edmunds, S. Gross, P. Laurens, J. Linnemann et R. Moore, *Technical Design Report for the Level 2 Global Processor*, DØ Note 3402.
- [58] R. Angstadt *et al*, *The DZERO Level 3 Data Acquisition System*", Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No.3, 2004 (**454**).
- [59] T. Edwards *et al.*, *Luminosity Constant for Dzero Run II*, DØ Note 4496 et P. Kumar Mal, M. Begel, M. Verzocchi et H. Schellman, *D0 Luminosity in Run 2 : Reconstructed*, DØ Note 4438.
- [60] T. Edwards *et al.*, *The Updated DØ Luminosity Determination - Short summary*, DØ Note 4328.
- [61] Y. Fisyak et J. Womersley, *DØGSTAR, DØGEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, DØ Note 3191.
- [62] *Trigsim Documentation*,
<http://www-d0.fnal.gov/computing/trigsim/general/docs.html>
- [63] http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/
- [64] A. Khanov, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description.*, DØ Note 3778.
- [65] G. Borissov, Présentation en réunion « All DØ Meeting » du 28 Février 2003, *Ordering a Chaos or... Technical Details of AA Tracking*.
http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks/
- [66] G. Hesketh, *Central Track Extrapolation Through the D0 Detector*, DØ Note 4079.
- [67] H. Greenlee, *The D0 Kalman Track Fit*, DØ Note 4303.
- [68] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman et G. Watts, *Primary Vertex certification in p14*, DØ Note 4320.

- [69] A. Schwartzman et M. Narain, *Probabilistic Primary Vertex Selection* DØ Note 4042 disponible sur
http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/vertex.html
- [70] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, DØ Note 3976.
- [71] *EM ID Certification Results*,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v5_0.html
- [72] D. Chapin *et al.*, *Measurement of $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu$ Production Cross Sections with $|\eta| < 2.3$* , DØ Note 4403.
- [73] S. Crepe-Renaudin *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ Note 4023.
- [74] S. Kermiche, A. Cothenet et M.-C. Cousinou, Présentation en reunion « Calorimeter Workshop » du 12 Fevrier 2003, *Electromagnetic scale studies with $Z \rightarrow ee$ events*.
- [75] G. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics*, DØ Note 3750.
- [76] *JetID Certification Version 5.0 for p14*,
http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/jet/jetID_p14.html
- [77] B. Abbott *et al.* [DØ Collaboration], *Determination of the absolute jet energy scale in the DØ calorimeters*, Nucl. Instrum. Meth. A **424** (1999) 352 [arXiv:hep-ex/9805009].
- [78] J. Coss *et al.*, *Jet Energy Scale and Resolution for p13 Data and Monte Carlo*, DØ Note 4115,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v4.2/links.html
- [79] L. Sawyer et A.-L. Stone, *Missing ET Reconstruction : Variable and Methods*, DØ Note 3957. et
S. Trincaz-Duvoid et P. Verdier, *Missing ET Reconstruction in p17*, DØ Note 4474.
- [80] C. Clement *et al.*, *MuonID Certification for p14*, DØ Note 4350.
- [81] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon_algo.html
- [82] The DØ Collaboration, *A Silicon Track Trigger for the DØ Experiment in RunII*, DØ Note 3516.
- [83] G. Steinbruck [DØ Collaboration], *The DØ silicon track trigger*, Nucl. Instrum. Meth. A **511** (2003) 145.
- [84] M. Narain [DØ Collaboration], *A silicon track trigger for the DØ experiment*, Nucl. Instrum. Meth. A **447** (2000) 223.
- [85] Levan Babukhadia et Manuel Martin, *Track and Preshower Digital Trigger in DØ*, DØ Note 3980
- [86] VME International Physics Association (VIPA), *VME64 Extensions for Physics and Other Applications (VME64xP)*, VITA 23-1998 (version du 1 Fevrier 1999).

- [87] B. Haynes, *VRB Transition Module*, version du 3 Octobre 1999,
http://www-ese.fnal.gov/SVX/Production/SVX_Web/VTM/VTM.html
- [88] Microprocessor and Microcomputer Standards Subcommittee of the IEEE Computer Society *Draft for low voltage differential signals (LVDS) for scalable coherent interface (SCI)*, Draft 1.3 IEEE p1596.3-1995.
- [89] V.Serebrianski, *PC-MIP Link Receiver Board Implementation Report* et *PC-MIP Link Transceiver Board Implementation Report*,
http://ohm.bu.edu/hazen/my_d0/TxRx/
- [90] E. Hazen *et al*, *VME 9U Motherboard*,
http://ohm.bu.edu/hazen/my_d0/mb9u/spec.pdf
- [91] E. Hazen, *PCI Bus Operation*,
http://ohm.bu.edu/hazen/my_d0/pci_explain/
- [92] D. Toback, A. Baden, F. Borcharding et K. Yip, *Specification of the Level 2 Central Tracking Trigger Preprocessor Crate*, DØ Note 3645
- [93] B. Hirosky *et al*, *L2βeta Design Report*,
<http://galileo.phys.virginia.edu/rjh2j/l2beta/home.html>
- [94] Q. An, H.G. Evans, W. Sippach et G. Steinbrück, *The Fiber Road Card in the Silicon Track Trigger*,
<http://www.nevis.columbia.edu/evans/stt/docs/index.html>
- [95] W.E. Earle, E. Hazen, M. Narain et U.Heintz, *Specifications for One Channel of the STC*,
<http://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/sttdesign.html>
- [96] A. Zabi et S. Wu, *STC Design Documentation*,
http://physics.bu.edu/~azabi/STC_doc_May02.ps
<http://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/sttcommiss.html>
- [97] SDRAM 64Mb×32, entreprise MICRON, *Synchronous DRAM*,
www.micronsemi.com/datasheets/sdramds.html.
- [98] H. Dong, J. Hobbs, C. Pancake, W. Taylor, *The DØ Silicon Track Trigger Track Fitting Design*,
<http://sbhepnt.physics.sunysb.edu/~hobbs/l2stt/stt.html>
- [99] J. Egdemir, J.D. Hobbs, T. Menten et W. Taylor, *A Study of Computational Algorithms for Track Fitting in the DZero Silicon Track Trigger*, DØ Note 3743.
- [100] J. Hobbs et W. Taylor, *The DØ Silicon Track Trigger Beam Spot Correction*, DØ Note 4125.
- [101] O. Milgrome, M. Sarraj, R. Yarema et T. Zimmerman, *A Beginners Guide to the SVXIIIE*, FERMILAB-TM-1892.
- [102] M. Utes, *SVX Sequencer Board*, DØ Note ingénieur 3823.110-EN-480
- [103] Entreprise Xilinx, *Virtex-E 1.8V Extended Memory Field Programmable Gate Arrays*, Références DS025-1(v,5), DS025-2(v2,2) et DS025-3(v2,3,2),
<http://www.xilinx.com/literature/index.htm>

- [104] Entreprise Altera, *ACEX 1K Programmable Logic Device Family Data Sheet*,
<http://www.altera.com/literature/lit-index.html>
- [105] Entreprise Xilinx, *Software Manuals and documentation for ISE/Foundation 4.1i and Alliance/Foundation 3.1i, 2.1i*,
http://www.xilinx.com/support/software_manuals.htm
- [106] H. Dong, *An Impact Parameter Trigger for the DØ experiment*,
<http://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/sttpapers.html>
- [107] H. Evans *et al*, *A Silicon Track Trigger for the DØ experiment in RunII - Technical Design Report-*,
www-d0.fnal.gov/trigger/stt/sttdesign/uli/tdr_980318.ps
- [108] M. Sanders, Reunion du groupe « Luminosity » du 20 Avril 2004, *Beam Position at DØ*,
http://www-clued0.fnal.gov/~msanders/Talks/Vertex/lumi_200404.pdf
- [109] F. E. Paige and S. D. Protopopescu, *Isajet : A Monte Carlo Event Generator For Isabelle, Version 2*, BNL-29777.
- [110] U. Heintz, Presentation en reunion « All DØ meeting » du 20 Août 2004, *The DØ Silicon Track Trigger*.
- [111] M. Carena *et al*. [Higgs Working Group Collaboration], *Report of the Tevatron Higgs working group*, arXiv :hep-ph/0010338.
- [112] V. M. Abazov *et al*. [D0 Collaboration], *A search for the scalar top quark in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 171802 [arXiv :hep-ex/0108018].
- [113] T. Affolder *et al*. [CDF Collaboration], *Search for scalar top and scalar bottom quarks in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704 [arXiv :hep-ex/9910049].
- [114] B. Abbott *et al*. [D0 Collaboration], *Search for squarks and gluinos in events containing jets and a large imbalance in transverse energy*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4937 [arXiv :hep-ex/9902013].
- [115] T. Affolder *et al*. [CDF Collaboration], *Search for gluinos and scalar quarks in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$ using the missing energy plus multijets signature*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 041801 [arXiv :hep-ex/0106001].
- [116] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. B **429** (1998) 263 [arXiv :hep-ph/9803315].
- [117] G. F. Giudice, R. Rattazzi and J. D. Wells, *Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders*, Nucl. Phys. B **544** (1999) 3 [arXiv :hep-ph/9811291].
- [118] A. Zabi, Présentation en reunion « Higgs Meeting » du 6 Decembre 2002, *Trigger Studies for $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$* .
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/higgs/d0_private/talks/zabi_higgs_dec_06_2002.pdf
- [119] M. Klute et A. Quadt, *Measurements of Level 1 Trigger Efficiencies from D0 Data*, DØ Note 3949.

- [120] A. Zabi, Présentation en réunion « Trigger Board » du 4 Mars 2003, *HZ $\rightarrow b\bar{b}v\bar{v}$ Trigger Proposal*.
- [121] A. Turcot, Présentation en réunion du groupe Top du 17 Décembre 2002, *A Novel Technique for Triggering on Jets*.
- [122] <http://www-d0.fnal.gov/RunIIaOperations/TriggerBoard/>
- [123] B. Kehoe, *Run Ranges for L1Cal*,
<http://www-clued0.fnal.gov/kehoe/l1cal/CalRunRanges.txt>
- [124] M. Adams *et al.*, *Level2 Calorimeter Preprocessor Technical Design Report*, DØ Note 3651.
- [125] A. Zabi *et al.*, *A Trigger for Jets and Missing ET*, DØ Note 4315.
- [126] L. Duflot, A. Duperrin, J.-F. Grivaz, E. Kajfasz, P. Verdier et A. Zabi, *Search for Squarks and Gluinos in the Jets + Missing ET topology*, DØ Note 4380.
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/NP/N05/N05.pdf>
L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier et A. Zabi, *Search for large extra spatial dimensions in Jets + Missing ET topologies*, DØ Note 4400.
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/NP/N06/N06.pdf>
- [127] A. Zabi, Présentation en reunion « Trigger Board » du 16 Avril 2004, *Jets + Missing ET trigger Improvements*.
- [128] L. Duflot, A. Duperrin, J.-F. Grivaz, E. Kajfasz, P. Verdier et A. Zabi *Search for new physics in Jets + Missing ET topologies*, DØ Note 4379.
- [129] S. Trincaz et P. Verdier, Présentation en reunion « Calorimeter Workshop » du 6 Octobre 2003, *Status on MET*.
- [130] <http://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html>
- [131] V. Shary, *Calorimeter Cell Monitoring Tool*,
http://d0-france.in2p3.fr/WORKING_GROUPS/DQ/
V. Shary, Proceedings de la conférence : XI International Conference on Calorimetry in High Energy Physics 2004, *Data Quality Monitoring for the DØ Calorimeter*, à publier.
L. Duflot and V. Shary, *CALORIMETER DATA QUALITY MONITORING*, DØ Note 4615.
- [132] G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson et M. Strovink, *NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer*, DØ Note 3687.
- [133] L. Duflot, V. Shary, I. Torchiani et R. Zitoun, *cal_event_quality package*, DØ Note 4614.
- [134] T. Sjostrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, *PYTHIA 6.2 : Physics and manual*, arXiv :hep-ph/0108264.
- [135] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau et A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307** (2003) 001 [arXiv :hep-ph/0206293].
- [136] M.-L. Mangano, *W+MULTIJETS*, à publier. Disponible sur :
http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/generators/matching-prescriptions/mlm/mlm_prescription.html

- [137] S. Fu et V. Zutshi, *Search for First Generation Leptoquarks in the Dielectron Channel*, DØ Note 4127.
- [138] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working Group for Higgs Boson Searches, R. Barate *et al.*, *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** (2003) 61 [arXiv :hep-ex/0306033].
- [139] A. Zabi, L. Duflot, J.-F. Grivaz and P. Verdier, *Search for Scalar Leptoquarks in the Acoplanar Jet Topology*, DØ Note 4580 et 4582.
[http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/NP/N21/N21.pdf](http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/NP/N21/N21.pdf)

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier Bernard D'Almagne de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et d'avoir fait partie de mon jury de thèse.

Je voudrais remercier les membres de mon jury : Gérard Sajot qui a accepté d'être rapporteur, pour sa lecture minutieuse et ses remarques ; je suis reconnaissant à Ulrich Heintz, rapporteur, d'être venu depuis Boston pour être présent à ma soutenance ; Abdelhak Djouadi et François Le Diberder de leur participation en tant qu'examinateurs.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse Jean-François Grivaz. Je suis heureux d'avoir effectué ma thèse sous sa direction. Je le remercie de m'avoir fait bénéficier de ses compétences, de ses enseignements ainsi que de sa constante attention.

J'ai eu la chance d'effectuer ma thèse au sein d'un groupe dont la cohésion et l'atmosphère de travail est adéquate à l'apprentissage d'un étudiant en thèse. Je souhaite remercier chacun des membres du groupe DØ LAL : Florian Beaudette, Laurent Dufflot, Michel Jaffré, Nikola Makovec, Pierre Petroff, Patrice Verdier, Slava Shary et Vu Anh Tuan.

Je suis heureux d'avoir pu bénéficier des connaissances et des conseils de Laurent Dufflot. Je me souviendrai des soirées au labo et de son célèbre dicton « more work is needed ».

Je tiens à remercier Michel Jaffré et Patrice Verdier pour leur sympathie et leur disponibilité tout au long de ma thèse ainsi que pendant l'écriture de ce manuscrit.

Je souhaite remercier Florian Beaudette pour ses conseils et son aide précieuse, à très bientôt...

Merci à Slava Shary avec qui j'ai partagé mon bureau pendant plus d'un an et avec qui j'ai eu la chance d'apprendre quelques mots de russe qui me serviront certainement. Je souhaite remercier Vu Anh Tuan d'avoir entretenu une ambiance d'entraide pendant la durée de nos thèses et de la découverte du Vietnam à travers les sucreries...

Merci à Nikola Makovec pour son amitié et sa bonne humeur ainsi que d'avoir partagé les repas fréquents au labo pendant les derniers mois. Je te souhaite bon courage pour ta thèse Niko.

Je tiens à remercier Antoine Cazes d'avoir été présent pour me conseiller et m'encourager. Antoine, je te souhaite bon courage pour la dernière ligne droite et bonne chance pour la suite.

Je suis content d'avoir pu bénéficier du soutien de Marumi Kado. Je le remercie de ses recommandations éclairées pour la rédaction de ce manuscrit.

Merci à Achille Stocchi d'avoir été mon tuteur pendant ces années de thèse et de l'intérêt qu'il a porté à son bon déroulement.

Merci à Laurent Tantot et Sandrine Laplace pour leur amitié et leur bonne humeur.

Je souhaiterais remercier l'ensemble du groupe administratif du LAL d'avoir été si attentionné à mon égard dès mon arrivée. Merci pour leur aide et leur professionnalisme. Merci au service informatique pour leur efficacité et leur sympathie.

Je tiens à remercier tous mes collègues de DØ France dont je garde un très agréable souvenir. Merci à Eric Kajfasz, Steve Muanza, Arnaud Duperrin, Bernard Andrieu, Smain Kermiche et Sabine Crépé-Renaudin pour leur amitié. Merci à mes amis Emmanuel Busato, Stéphanie Baffioni, Frédérique Villeneuve-Segulier, Aurelien Mendes, Mathieu Agelou, Alexis Cothenet, Nadia Lahrichi, Jean-Roch Vlimant, Sébastien Greder, Marine Michaut, Anne-Catherine Le Bihan, Anne-marie Magnan, Jan Stark et tant d'autres. Bonne chance aux thésards.

Merci à mes collaborateurs de l'expérience DØ et particulièrement à Ariel Schwartzman, Ricardo Ramirez-Gomez, Catherine Biscarat, Richard Jesik, Michiel Sanders, Jessica Leveque, Sergei Burdin, Robert Zitoun et Nirmalya Parua.

I would like to thank the entire DØ group of Boston University, especially Meenakshi Narain and Ulrich Heintz for giving me this great opportunity to join their group and work on a very exciting project. Thanks to Meena for teaching me so much, I have been grateful to work under her supervision.

Thanks to Shouxiang Wu who has been a wonderful person to work with during two years. He taught me everything I know about FPGA and the way they should be designed. I have been very lucky to work with the best.

I would like to thank my friend Lorenzo Feligioni who has helped me at many occasions during my two years stay in Boston. I wish you good luck for your PhD thesis.

I wish to thank my friends Kevin Black and Tulika Bose for greeting me every time I went to Chicago. Thanks to Kevin for his support during these last 4 years as well as for giving me the chance to see so much of the US. I wish you all the best for your PhD.

Thanks to Lars Sonnenschein and his wife Xiaohong for their kindness. I've enjoyed working with Lars for two years and my best wishes to him for the years to come.

I would like to thank Federico Vazquez and Robert Dubois, my roommates, for this wonderful time they've given me in Boston. Good luck with your PhD Federico and my kind regards to Oscar Vazquez.

Je souhaite remercier Annie Calvary et Phuong Pham du ministère des affaires étrangères de m'avoir été d'une aide précieuse pendant mon séjour aux États-Unis en tant que CSN.

Je tiens à remercier Mr et Mme Nuzillat qui m'ont rendu un grand service en me louant leur studio à Orsay. Merci de votre confiance et de votre gentillesse.

Je souhaiterais remercier Ymer Dukovic d'être un ami très cher depuis tant d'années. Merci pour son soutien et mes amitiés à toute sa famille.

Je tiens à remercier mes très chers et fidèles amis Loic Lozach', Olivier Murras et Michael Zerbib qui sont à mes côtés depuis toujours. Je les remercie de leur soutien et de leurs encouragements permanents, je leur dois beaucoup. Merci à leur famille de m'avoir accueilli chaleureusement toutes ces années.

Je remercie tous mes proches pour leur soutien et particulièrement ma grand-mère. Et bien entendu, je souhaite remercier mes parents d'avoir tout mis en oeuvre pour nous donner la chance, à mes soeurs et moi, de poursuivre nos choix de carrière. Je les remercie d'avoir mis un point d'honneur à notre éducation et de nous avoir soutenus tout au long de notre route. Je remercie mes deux soeurs d'être constamment à mes côtés et de m'avoir encouragé et motivé à chaque instant. Je ne serais pas la sans ma famille et je leur dédie ce travail.

Résumé

L'expérience DØ se déroule au laboratoire Fermilab situé aux États-Unis. Elle étudie les collisions proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV fournies par l'accélérateur TeVatron.

L'acquisition des données par le détecteur DØ utilise un système de déclenchement sophistiqué permettant de sélectionner les collisions présentant un potentiel de physique intéressant. Le processeur électronique L2STT permet de déclencher sur la présence de particules à longue durée de vie dans l'état final. C'est par exemple le cas de la désintégration du Higgs en une paire de quarks b . Sa conception bénéficie des avancées récentes dans le domaine des hautes technologies. Ce système est désormais complètement installé et permettra très prochainement une optimisation supplémentaire de la stratégie de déclenchement de l'expérience.

Les leptoquarks sont des particules responsables d'une interaction hypothétique entre les quarks et les leptons du Modèle Standard. La mise en évidence d'une telle particule serait interprétée comme signalant l'existence d'une nouvelle physique. Il s'agit dans ce manuscrit d'une recherche directe dans la topologie à jets et énergie transverse manquante. Dans le but de mener à bien cette recherche, une méthode de déclenchement devait tout d'abord être développée ainsi qu'un outil précis pour déterminer son efficacité. L'analyse des événements présentant la topologie de jets acoplanaires a été conduite sur un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 85 pb^{-1} . Cette analyse a permis d'exclure un domaine de masse pour les leptoquarks allant de $85 \text{ GeV}/c^2$ à $109 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance.

Mots Clés : TeVatron
Run II
DØ
Leptoquarks
Paramètre d'impact
déclenchement

Abstract

The DØ experiment, located at the Fermilab National Accelerator Laboratory in the United States, is used to study proton-anti-proton collisions at a center of mass energy of 1.96 TeV. The experiment's data acquisition system is based on a sophisticated trigger system used to select potentially interesting events.

The Level 2 Silicon Track Trigger (L2STT) is part of the trigger system that provides precise reconstruction of charged particle tracks allowing the selection of events that contain the decays of long lived particles. For example, such particles appear in the decay of the Higgs boson into a pair of bottom quarks. The design of the L2STT preprocessor has greatly benefited from recent advances in electronics technology. The preprocessor has been recently installed and will be used to further optimize the triggering strategy of the experiment.

Leptoquarks would mediate hypothetical new interactions between the quarks and leptons of the Standard Model. The existence of such particles would be evidence for physics beyond that model. In this thesis, a direct search for leptoquarks is performed in the jets and missing transverse energy final state. For this analysis, a trigger had to be developed along with a tool to precisely determine its efficiency. An analysis of events exhibiting the acoplanar jets topology was performed on a data sample corresponding to an integrated luminosity of 85 pb^{-1} . This analysis has resulted in the determination of an exclusion region on the possible masses of leptoquarks ranging from $85 \text{ GeV}/c^2$ to $109 \text{ GeV}/c^2$ at the 95% confidence level.

Keywords : TeVatron
Run II
DØ
Leptoquarks
Impact parameter
Trigger